

中国科学技术大学

博士学位论文

论文题目：

200GeV 质子-质子碰撞中“软”、“硬”过程的研究

学生姓名：黄胜利

导师姓名：许咨宗

许长补

学科专业：粒子物理与原子核物理

研究方向：高能核物理

2004年5月10日

University of Science and Technology of China

Hard and Soft Interactions in 200GeV Proton+Proton Collisions

A dissertation submitted for the requirement of
doctor degree of Philosophy in Physics

by

Shengli Huang

Supervisor: Xu Zizong (USTC)

Xu Zhangbu (BNL)

摘要

Abstract

第一章 简介

第二章 强子相互作用

- 2.1 基本相互作用力和基本粒子
- 2.2 夸克模型
- 2.3 夸克禁闭和渐进自由
- 2.4 量子电动力学和量子色动力学
- 2.5 部分子模型
- 2.6 单举过程
- 2.7 强子-强子相互作用过程
- 2.8 硬相互作用过程
- 2.9 粒子产生器和唯象模型
 - 2.9.1 PYTHIA 产生器
 - 2.9.2 HIJING 产生器
 - 2.9.3 双重部分子模型
 - 2.9.4 多部分子碰撞模型
- 2.10 强子强子碰撞和核子核子碰撞中的一些实验结果
 - 2.10.1 平均横动量和多重数及质心系能量的关系
 - 2.10.2 在强子-强子碰撞和核核碰撞中末态不同粒子的特性
- 2.11 结论

第三章 STAR 谱仪及 MRPC-TOF

- 3.1 RHIC 对撞机
- 3.2 STAR 探测器概况
- 3.3 时间投影室
- 3.4 束流-束流计数器
- 3.5 多层电阻板室性能的研究
 - 3.5.1 多层电阻板室
 - 3.5.2 MRPC的宇宙线测试系统
 - 3.5.2.1 宇宙线望远镜系统
 - 3.5.2.2 荧光传输的均匀性

- 3.5.2.3 触发起始时间时间 T_0
- 3.5.2.4 . 测量系统的时间分辨
- 3.5.3 多层电阻板室的性能测试
 - 3.5.3.1 . 多层电阻板室的时间分辨
 - 3.5.3.2 . 多层电阻板室的探测效率
 - 3.5.3.3 . 串扰信号对时间分辨的影响
- 3.6 多层电阻板室飞行时间谱仪的模拟研究
 - 3.6.1 模拟软件的基本框架
 - 3.6.2 对应原则(match law)
 - 3.6.3. MRPC-TOF的侵占率
 - 3.6.4. MRPC-TOF的粒子鉴别能力
 - 3.6.5. MRPC-TOF 对共振态寻找的贡献
- 3.7 结论

第四章 分析方法

- 4.1 数据简介
- 4.2 “最小偏置”触发
- 4.3 事例重建
 - 4.3.1 带电粒子的径迹在时间投影室上的重建
 - 4.3.2 碰撞顶点的重建
 - 4.3.3 带电粒子在时间投影室中的电离损失
- 4.4 Embedding
 - 4.4.1 Track Efficiency and Acceptance
 - 4.4.2 Background
 - 4.4.3 Fake Vertex
 - 4.4.4 The energy loss
- 4.5 时间投影室中的粒子鉴别
 - 4.5.1 不同粒子在时间投影室中的电离损失
 - 4.5.2 系统误差
 - 4.5.3 电子本底

第五章分析的结果和讨论

- 5.1 两个粒子在方位角的关联
- 5.2 “软”、“硬”事例的分析结果

5.2.1 数据选择条件

5.2.2 “软”、“硬”事例的定义

5.2.3 事例粒子多重数的定义

5.2.4 单举带电粒子的分析结果

5.2.4.1 单举带电粒子的横向动量分布

5.2.4.2 事例粒子多重数的修正

5.2.4.3 平均横向动量 $\langle PT \rangle$ 和粒子多重数 N_{ch} 的关系

5.2.5 粒子鉴别的数据分析结果

5.2.5.1 π^- , K^- , \bar{P} 的不变微分产额随横向动量分布

5.2.5.2 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横向动量和带电粒子多重数的关系

5.2.5.3 “软”，“硬”事例中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比率

5.3 结论

总结

附件 1

附件 2

摘要

本论文详细介绍了在 200GeV 质子-质子对撞中“软”过程和“硬”过程的研究结果。在实验上区分“软”、“硬”相互作用过程的方法主要是通过一种简单的喷注重建的方法来完成。我们首先在实验上定义一种喷注重建的简单方法,即要求如果是一个喷注事件,必须有一条主径迹(Leading Particle)的横动量大于 1GeV/c,同时要求在以这条主径迹为轴的半径 $R=\sqrt{(\Delta\eta^2+\Delta\phi^2)}$ 为 0.7 的圆锥相空间内必须有另一条径迹,它的横动量要大于 0.2GeV/c。如果,一个事例含有一个满足这种定义的喷注,就称为“硬”事例,反之,则称为“软”事例。相似的定义也运用在最近 Tevetron 上 CDF 谱仪的实验分析结果中。通过这种定义的方法,我们可以将 STAR (Solenoidal Tracker At RHIC)探测器在 run3 中所采集的 200GeV 质子-质子对撞的“最小偏置”事例(Minimum Bias Events)分为两组:一组为“软”事例,另一组为“硬”事例。我们对所得到的“软”事例和“硬”事例以及“最小偏置”事例都作了详细的分析,其中包括不同带电粒子多重数下,单举的带电强子的不变微分产额随横向动量的分布,以及其平均横向动量和带电粒子多重数的关系。对于这三种事例,本文还给出了在不同带电粒子多重数下,单举的 π^- , K^- , \bar{P} 的不变微分产额随横向动量的分布以及这些粒子的平均横向动量、 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的产额比和带电粒子多重数的关系。

本文得到的结果与 CDF 的结果进行比较证明,在 RHIC 能量上,“软”事例中带电末态强子的平均横向动量和粒子多重数的关系和 Tevetron 能区得到的关系是一致的,与碰撞的质心系能量无关。而“硬”事例以及“最小偏置”事例都不具有这样的性质。这一结果和现在的理论和模型的预测都不相符合,这表明需要有现有模型外的新物理的引入。通过分析 π^- , K^- , \bar{P} 及单举的带电强子的平均横动量和带电粒子多重数的关系,我们发现,在几乎没有“硬”的或“半硬”的散射过程的“软”事例当中,即使在很小的事例多重数区, K^- , \bar{P} 及单举的带电强子的平均横动量依然随带电粒子多重数上升,这表明“硬”的或“半硬”的散射过程产生的小喷注不是导致平均横动量随粒子多重性上升的唯一原因。我们还分析了 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 产额比和带电粒子多重数的关系,来研究“硬”过程和“软”过程对奇异粒子和重子产额的影响。通过将分析的结果和各种模型的计算(例如 PYTHIA, HIJING)以及核-核碰撞的实验结果进行比较表明,在“硬”的相互作用中, K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的产额比要大于“软”的事例。由于“软”事例和“硬”事例的主要差别是,“硬”事例大都含有小喷注的事件而“软”事例中没有。因此,我们认为,这种产额比的差别主要是由于小喷注造成的,我们相信,这一分析结果对于理论上思考和理解小喷注的碎裂函数,以及小喷注在强子-强子,核-核碰撞中对各种粒子产生的机制影响有着重要的意义。这些研究结果张贴在 2004 年“Quark Matter”国际会议上。

在本篇论文中,还详细介绍了我在博士工作期间在探测器方面的研究工作。其中

包括对用于 STAR 谱仪的飞行时间探测器(Time-Of-Flight)的多间隙电阻板室(Multi-gap Resistive Plate Chamber)的测量研究,以及 STAR 飞行时间探测器的模拟。多气隙电阻板室作为一种新型的时间探测器,由于其优越时间性能和造价,使其成为近年来探测器研究中的热点。本文阐述了用于研究多气隙电阻板室的宇宙线测试平台的性能和在该平台上对多气隙电阻板室的测量结果。在博士工作期间研制的多闪烁体宇宙线测试平台的时间分辨可以达到 70ps 左右,满足了测量、研究和生产多气隙电阻板室的需要。在这套测量平台上测得的多气隙电阻板室的时间分辨为 80ps 左右,探测效率可以达到 90%以上。本文还介绍了对多气隙电阻板室的飞行时间探测器的初步模拟结果。通过对整个飞行时间探测器的模拟得到,飞行时间探测器在 200GeV 的 Au-Au 中心碰撞中的侵占率小于 10%。在多气隙电阻板室的时间分辨率为 80ps 的情况下,飞行时间探测器可以将 STAR 谱仪对 π 介子, K 介子的鉴别能力提到 1.7GeV/c 以上,对 K 介子和质子(反质子)的鉴别能力可以达到 2.4GeV/c 以上。这些测试和模拟的结果为多间隙电阻板室的飞行时间探测器的一个 Tray 在 RHIC 上顺利运行奠定了良好的基础,一些重要的物理结果已经在这个 Tray 的运行中取得。

Abstract

In this paper, a detailed study of “hard” and “soft” interactions in proton + proton collisions at RHIC for $\sqrt{s}=200\text{GeV}$ is presented. The data of proton + proton collisions at 200GeV at RHIC are obtained from the Solenoidal Tracker at RHIC (STAR) in Run3. The minimum bias events are separated into two event classes by judging whether the event has at least a jet cluster or not. The jet cluster is defined as one track with $P_T > 1.0 \text{ GeV}/c$ and at least one other track with $P_T > 0.2 \text{ GeV}/c$ in a cone with a size of $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.7$. The transverse momentum (P_T) spectra and the mean P_T ($\langle P_T \rangle$) of the inclusive charged hadrons are measured and analysed in minimum bias, “soft” and “hard” event classes. These results are compared with the results from CDF at Tevetron energy. Furthermore, we study the difference of strangeness and baryon production between “soft” and “hard” interactions by using TPC dE/dx to identify π^- , K^- , and \bar{P} in proton + proton collisions. It is found that the multiplicity dependence of $\langle P_T \rangle$ of the inclusive charged hadron in “soft” events in proton + proton collisions does not change in the CMS energy range from RHIC to Tevetron, while there is no such scaling behavior in minimum bias and “hard” events. The baryon and strangeness production derived from the particle ratios of K^-/π^- and \bar{P}/π^- are measured to be different in “soft” and “hard” events. These results are compared to model predictions of PYTHIA and HIJING and results from Au-Au collisions at RHIC to help us understand the minijet fragmentation and particle productions in proton + proton and Au + Au collisions. These results have been postered in the Quark matter 2004 international conference.

In this dissertation, the study on the new-type timing detector, Multi-gap Resistive Plate Chamber (MRPC) and the simulation of Time-of-Flight (TOF) detector with MRPC are also introduced. In this part work, a cosmic testing system with a time resolution of 70ps or so was set up. With this system, the properties of the MRPC including the timing resolution, efficiency, cross talks and so on are tested and studied. The timing resolution of the MRPC is measured to be about 80ps and the efficiency is above 90%. The simulation software structure of a full MRPC-TOF is set up too. From the simulation, it is found the MRPC-TOF has small occupancy ($< 10\%$) and good PID ability. It can extend the STAR PID ability to $p_T \sim 1.8 \text{ GeV}/c$ for K/π and $2.4 \text{ GeV}/c$ for K/Proton with MRPC time resolution of 80ps. The simulation also verifies the MRPC-TOF will effectively suppress the background of resonance reconstruction and help us to do physics study in depth in the future. On the basis of this part of work, one tray of MRPC-TOF is running smoothly in RHIC-STAR and some significant physics results have been shown.

第一章

简介

根据量子色动力学,强相互作用有着许多奇特的性质,例如渐进自由(asymptotic freedom)和夸克禁闭(confinement),因此强相互作用一直是高能物理所研究的重点之一。通常研究强相互作用包括两个方面[1]:一方面是对量子色动力学理论的准确性的检验,另一方面是研究强相互作用的动力学问题。前者主要研究的对象为一些少粒子的系统或者是一些精细的探针,例如喷注(jet)。通过这些观察来检验量子色动力学理论对大横动量传递过程(“硬”过程)的描述和预测的正确性和精确程度。这部分的工作主要集中在电子-正电子对撞、强子-强子对撞[2, 3]以及深度非弹性散射(DIS) [4]的实验和理论计算中。而后者主要集中在对多粒子系统的研究。通过对多个部分子(parton)系统的研究,我们可以了解部分子-部分子之间的相互作用,以及它们之间的集体动力学问题。这部分工作主要集中在高能的核-核碰撞中。通过高能的核-核碰撞可以产生一种高温高密的物质—夸克胶子等离子体(quark-gluon-plasma)[5],这种新的物质形态是一种理想的研究多个部分子相互作用的场所。

电子-正电子,强子-强子以及深度非弹性碰撞的结果已经证明微扰量子色动力学(pQCD) [6] 对大横动量传递过程的描述是成功的、准确的。渐进自由以及喷注都是该理论很好的预测。这种成功也促使着理论工作者希望把它向低的横动量区域推广。但是在低的横动量区域,微扰量子色动力学面临着巨大的挑战。在这个领域,解析的计算所占份额很少,大量的结果仍旧被唯象的模型所统治。

现在,正在美国布鲁克海文国家实验室运行的相对论重离子对撞机(RHIC) [7] 提供了一个研究夸克胶子等离子体的理想场所。200GeV 的高能金-金碰撞产生的高温和高密将改变强子中夸克的束缚形态,从而产生夸克胶子等离子体。通过研究夸克胶子等离子体,可以帮助我们了解强相互作用的最基本的性能之一:夸克禁闭和解禁,以及手征对称破缺和恢复等基本问题。同时也帮助我们了解夸克是如何通过相互作用来获得质量,解答强子的质量远大于夸克质量等一系列基本的物理问题。

相对论重离子对撞是一个非常复杂的过程,但是强子-强子对撞(通常的 p - p 对撞或 p - \bar{p} 对撞)就相对要简单许多。因此通过对强子-强子对撞的研究,可以帮助我们了解重离子对撞这一非常复杂的过程。进而帮助我们研究夸克胶子等离子体的产生以及它产生的一些判据。因为原子核是由许多质子和中子组成,通过比较强子-强子对撞和核-核对撞,我们可以研究核-核对撞是否仅仅是一个多个强子-强子对撞的简单叠加;在核-核对撞中是否有一个新的中间态(例如夸克胶子等离子体)的产生;在核-核对撞是否有一些观测量仅仅只能用夸克胶子等离子体来解释。

强子-强子之间的相互作用通常被分为非微扰的和微扰的两个区域，或者被称为“硬”过程和“软”过程[8, 9]。核-核碰撞由很多的“硬”过程和“软”过程所组成，而强子-强子碰撞的过程就相对简单。在强子-强子相互对撞中，大部分事例都只包含“软”过程，只有一小部分事例具有大的横动量传递的过程。因此如果我们可以把事例分开成两部分：一部分主要都含有“硬”过程而另一部分主要都是“软”过程。我们就可以分别对这两种事例来进行研究和比较，以得到“硬”过程和“软”过程的性质和区别。通过这种方法得到的结果可以帮助我们深入了解复杂的核-核碰撞过程。

另一方面，通过对“硬”过程和“软”过程的研究，也可以为我们提供非微扰的和微扰的这两个区域的很多信息，进而揭示量子色动力学的本质。大横动量传递的相互作用产生的喷注事件已经在电子-正电子，强子-强子相互作用中得到了广泛的研究[3, 4, 10]。但是依然有很多的问题存在：例如喷注的碎裂函数(jet fragmentation function)[11]，低的横动量的喷注(minijet)[12]等。如果我们在选择“硬”的事例时，挑选的喷注的主径迹的横动量为 1~2 个 GeV/c，我们就可以得到一组事例，他们所包含的喷注主要都为低的横动量的喷注。这样我们就可以通过比较这些事例和“软”的事例的不同来得到一些关于低的横动量的喷注的信息。进一步，我们可以比较这两种事例的各种末态粒子（如： π , K, Proton, anti-proton）的产额来研究喷注的碎裂函数以及“硬”过程和“软”过程末态粒子的产生机制的区别。

在费米国家试验室的 Tevetron 对撞机上，CDF(Collide Detector at Fermi)合作组发现，在“软”的事例中，平均横动量相对粒子多重性的关系并不依赖于碰撞的中心能量[13]。在本论文中，我们将进一步在 RHIC 上研究这种普适性，并通过研究这两种“软”、“硬”事例的基本特性和规律，为研究复杂的核-核碰撞提供一个比较的标准，进一步为探寻 QGP 的存在提供有用的参考。

本论文详细介绍了在 200GeV 质子-质子对撞中“软”过程和“硬”过程的研究结果。所采用的数据为 STAR (Solenoidal Tracker At RHIC)[14]探测器在 run3 中所采集的 200GeV 质子-质子对撞的“最小偏置”事例(minimum bias events)。我们把所采集的事例按照与 CDF 相似的方法分为“软”事例和“硬”事例。所用的方法为：如果是一个喷注事件，必须有一条主径迹的横动量大于 1GeV/c，以这条主径迹为轴的半径($R=\sqrt{\Delta\eta^2+\Delta\phi^2}$)为 0.7 的圆锥内，必须有另一条径迹，它的横动量要大于 0.2GeV。我们对所得到的“软”事例和“硬”事例以及“最小偏置”事例的性质都作了详细的分析。其中包括末态单举带电强子的横动量谱，平均横动量和粒子多重数的关系等，我们发现在 RHIC 能量上，“软”事例的末态带电强子的平均横动量和带电粒子多重数的关系和 Tevetron 是一致的，具有普适性。而“硬”事例以及“最小偏置”事例都不具有这样的性质。这一结果是现在的理论和模型所不能解释的。我们还对各种末态粒子（如： π^- , K^- , anti-proton）进行了分析。粒子的鉴别主要是通过 STAR 探测器的

时间投影室(TPC)[15]来完成的。分析的内容包括 π^- , K^- , \bar{P} 的不变质量谱及其平均横动量和粒子多重数的关系。我们还分析了 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 和粒子多重性的关系来研究奇异粒子和重子在“硬”过程和“软”过程的产生机制。这些结果和各种模型的计算(例如PYTHIA[16])以及核-核碰撞[17]的实验结果进行了比较。这些结果将帮助我们了解低横动量喷注的碎裂结果以及粒子在强子-强子,核-核碰撞中产生的机制。

在本章后面,即第二章,将介绍强相互作用,强子-强子、核-核碰撞的一些相关物理,和一些的相关实验结果和物理模型。在第三章,将重点介绍STAR探测器的实验装置,以及在博士工作期间所作的一些相关工作。其中包括对用于STAR飞行时间谱仪(Time-of-Flight)的探测器--多间隙电阻板室(Multi-gap resistive Plate Chamber)的测量研究,以及对STAR飞行时间谱仪的模拟。在第四章中,主要介绍的是关于数据的分析方法。其中包括对数据的修正,对本底的研究和扣除等。第五章介绍的是数据的分析结果和模型计算,以及对结果的比较和讨论。

Reference:

- [1] Larry McLerran, Rev. of Mod. Phys. 4, 1021.
- [2] CDHS [CERN-WA-00]; CHARM [CERN-WA-018]; CCFR [FNAL-770]; FMMF [FNAL-733]; EMC [CERN-NA-028]; NMC [CERN-NA-037]; SMC [CERN-NA-004]; BCDMS [CERN-NA-004].
- [3] Ferbel, T., and W. R. Molzon, 1984, Rev. Mod. Phys. 56, 181.
- [4] Dilella, L., 1985, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35, 107; Baner, M., et al., (UA2 Collaboration), 1983b, Phys. Lett. B 138, 203; Arnison, G., et al., (UA1 Collaboration), 1986, Phys. Lett. B; Bagnaia, P., et al., (UA1 Collaboration), 1984, Phys. Lett. B.
- [5] H. Satz. Nucl. Phys., A418; 447c, 1984
- [6] G. Sterman, et al., Rev. of Mod. Phys. 67, 157-248
- [7] Tomas Roser, Nucl. Phys. A, 698, 23c-28c (2002)
- [8] R. Ansari et al., Z. Phys. C 36, 175 (1987); X. Wang and R.C. Hwa, Phys. Rev. D39, 187(1989); UA1 Collaboration, F. Ceradini, Proceedings of the Bari Europhysics Conference on HEP, Bari, (1985) Laterza, Bari, (1985).
- [9] T. Sjöstrand and M. van Zijl, Phys. Rev. D 36, 2019 (1987).
- [10] P. Abreu, et al., (DELPHI Collaboration), Z. Phys. C 73, 11-59 (1996)
- [11] J. Binnewies, B.A. Kniehl, G. Kramer, Phys. Rev. D52, 4947 (1995); J. Binnewies, B.A. Kniehl, G. Kramer, Phys. Rev. D53, 3573 (1996); S. Rolli, LBL-39176, LBNL-39176, hep-ph/9607480; B.A. Kniehl, G. Kramer and B. Pötter, Nucl. Phys. B582, 514 (2000).
- [12] X. Wang and C. Hwa, Phys. Rev. D 39, 187 (1989); M. Jacob, CERN Report No.

CERN/TH. 3515, (1983); F.W. Bopp, P. Aurenche, and J. Ranft, Phys. Rev. D 33, 1867 (1986).

[14] STAR Collaboration, NIM papers.

[13] D. Acosta et al (CDF Collaboration). Phys. Rev. D 65, 2005, (2002).

[15] K.H. Ackermann, et al. (STAR Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A 499, 624 (2003).

[16] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82, 74 (1994); G. Marchesini, B.R. Webber, G. Abbiendi, I.G. Knowles, M.H. Seymour, and L. Stanco, ibid. 67, 465 (1992); Xin-Nian Wang and Miklos Gyulassy, Phys. Rev. D 44, 3501 (1991).

[17] J. Adams et al. (STAR Collaboration), nucl-ex/0310004

[18] Cerron Zeballos E et al. Nucl. Inst. & Meth. In Physics research, 1996, A374; Letter of Intent, RICE-TOF Group, Proposal for a single tray of MRPC TOF for STAR, 2001-6; HUANG Sheng-Li, Dept. of modern physics of USTC master thesis: "Research on the Test System & STAR-TOF's MRPC", 2001-11; HUANG Sheng_Li, LI Cheng, XU Zi_Zong et al. HEP&NP, 2003, 27(2); 154-157 (in Chinese).

第二章

强子相互作用

2.1 基本相互作用力和基本粒子

在我们现在的理解程度上,宇宙是由一些基本粒子通过一些基本相互作用力所组成的。这些基本粒子和基本相互作用力列在表2.1和表2.2中。

表2.1：基本粒子

Table2.1 Elementary particles

Flavor			Charge
u	c	t	+2/3
d	s	b	-1/3
e	μ	τ	-1
ν_e	ν_μ	ν_τ	0

表2.2：基本相互作用

Table2.2 The fundamental forces

	Strong	EM	Weak		Gravitational
Mediator	g	γ	Z^0	W^\pm	G
Charge	0	0	0	± 1	0
Spin	1	1	1	1	2
Mass(GeV/c)	0	0	91.186	80.385	0
Range(fm)	1	∞	10^3		∞

根据标准模型[1],组成世界的基本粒子为轻子和夸克。至今,实验和理论都证明有六种夸克和六种轻子存在。它们分为三代并且每一基本粒子都有一个与其质量和自旋相同但电荷和相加性量子数相反的反粒子存在。

如表2.2所示,基本的相互作用力有四种,分别为强相互作用力,电磁相互作用力,弱相互作用力以及万有引力。这四种相互作用力的交换玻色子各不相同,分别为胶子(gluon)、光子(γ)、 W^\pm 、 Z^0 和引力子(graviton)。电磁相互作用仅发生在带电荷的粒子之间,而强相互作用仅发生在带色荷的粒子(如胶子,夸克)之间。电磁相互作用力,弱相互作用力被统一起来称为电弱相互作用。在电子和原子核之间、在分子当中以及在弱衰变中都有电弱相互作用的存在。而强相互作用主要存在夸克和胶子之间,它将

夸克束缚在强子当中。万有引力在所有基本作用力中是最弱的,它主要存在大质量(相对于核子或强子)的物体或天体当中。

2.2 夸克模型

强子是由夸克组成。在理论上,夸克模型最早是由Gell-Mann [2]和George Zweig [3]在1964年独立提出的。他们提出强子是由夸克按照SU(3)“味”对称性组成的,并给出了由夸克组成的强子谱。当时,他们认为有三种夸克存在,即Up (u), Down (d), 和 Strange (s)夸克,这些夸克的电荷分别为 $2/3$, $-1/3$, 和 $-1/3$ 。每一种夸克的自旋为 $1/2$ 。在夸克模型中重子(baryon)由三个夸克组成 (qqq), 它们分别组成SU(3)“味”的八重态和十重态。而介子(meson)是由一个夸克和一个反夸克组成 ($\bar{q}q$), 它们组成SU(3)的八重态和单态。

一些重子的夸克组成违反了泡利不相容原则,例如 Δ^{++} (uuu)等SU(3)重子十重态。这导致了一种新的自由度,色自由度的引进。色自由度有三种,称为R(red), G(green) and B(blue)。每一个夸克可以具有三种颜色,但是组成的强子却是无色的。

夸克最早在深度非弹性散射实验中得到了证明[4],并在电子-正电子碰撞中得到了仔细的研究。至今夸克没有发现有内部结构,这些最早在深度非弹性散射中发现的类点粒子和胶子一起被称为部分子(Parton)。胶子是由色荷和反色荷组成,构成一个SU(3)色的八重态。夸克被束缚在强子当中是通过交换带色荷的胶子来完成的。用来描述这种相互作用的量子场论被称为量子色动力学(Quantum-Chromo-Dynamics-of-QCD)[5]。

2.3 夸克禁闭和渐进自由

至今在实验上没有发现自由的夸克,任何努力产生夸克的实验最终只是产生了一些强子。这表明,夸克之间的强相互作用很强,夸克被牢牢束缚在强子当中。而另一方面,在高速碰撞试验中,一些大的横动量传递的截面可以用一个近似自由夸克的模型来解释,这又表明夸克之间的强相互作用很弱。总的来说,夸克之间的强相互作用具有两种属性:夸克禁闭(夸克之间有着很强的相互作用)和渐进自由(夸克之间的相互作用相对很小)(Gross and Wilczek, 1973; Politzer, 1973)。量子色动力学通过一个复杂的以相互作用距离为变量的公式来描述强相互作用力,使其同时具有夸克禁闭和渐进自由两种属性。定性的来说,当两个相互作用夸克传递的动量很大或作用的距离很小时,它们的束缚就相对很弱(渐进自由),但是当它们传递的动量很小或作用的距离很大时,它们之间的束缚能就很强(夸克禁闭)。当作用距离进一步增大时,这种束缚不会继续增加,而是产生一些新的夸克-反夸克对,这些夸克-反夸克最终都会碎裂成新的强子。

2.4 量子电动力学和量子色动力学

在量子色动力学中，强相互作用是通过交换质量为零的胶子来完成的。而在量子电动力学中，是通过交换质量为零的光子。量子色动力学比量子电动力学更加的复杂是因为，胶子带色荷而光子不带电荷。由于胶子带色荷，因此胶子之间可以相互耦合。因此量子电动力学属于阿贝尔的规范场理论，而量子色动力学属于非阿贝尔的规范场理论。

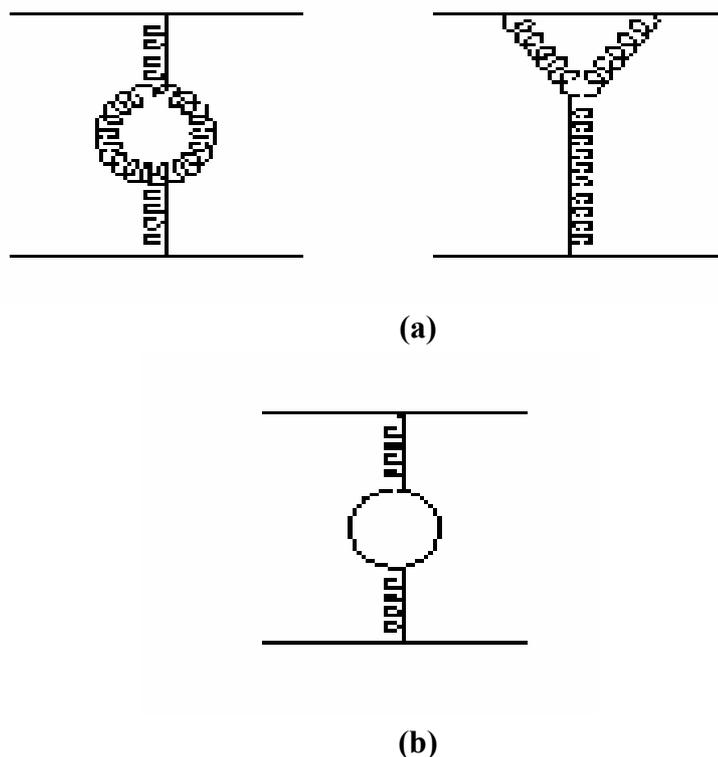


图 2.1 量子色动力学中夸克反夸克束缚能的最低阶修正
Fig2.1 The lowest order corrections for QCD potential

在量子电动力学当中，电子将辐射一个虚的光子，这个虚的光子将转换为一个正负电子对，这些正的和负的电子又将湮灭产生虚的光子。这样就会产生一团极化的正负电子云围绕在原始的电子周围。我们称之为真空极化。与此相似，在量子色动力学中也存在真空极化效应。夸克也会辐射一个虚的胶子，这个胶子同样也会转化为夸克反夸克对，然后再湮灭产生胶子。除此之外，夸克发射的胶子还可以产生胶子对，如图 2.1(a)所示。这些胶子会围绕在原始的夸克周围。

由于围绕在原始的电子或夸克的虚电子对或虚夸克、胶子对的作用，我们观测到的电荷或色荷将不同于原始的电荷或色荷而依赖于观测的距离或传递的动量 Q^2 。我们把观测到的电荷称为有效电荷(effective charge)。在量子电动力学当中，由于电荷屏蔽效应，有效电荷将会随着观测距离的变大或传递动量的变小而变小，而随着观测距离的变小或传递动量的变大而变大。我们用有效电荷来定义电磁相互作用的耦合常数

$\alpha(Q^2)$:

$$\alpha(Q^2) = \frac{e^2}{4\pi} \quad \text{Fun2.1}$$

其中 e 为有效电荷数。如上所述。在电动力学中，耦合常数 $\alpha(Q^2)$ 将会随着传递动量的改变而缓慢改变，因此称之为跑动常数 (running constant)。实验证明，耦合常数 $\alpha(Q^2)$ 将会随着传递动量的变大而缓慢变大。

在量子色动力学当中，和 QED 一样，夸克可以辐射胶子，胶子再形成夸克、反夸克对。这些虚夸克对原始的夸克起到色屏蔽的效应。与 QED 不同的是胶子具有色荷，它还可以发射胶子，形成如图 2.1(a) 所示的胶子圈图。它对被观测的色荷起色的反屏蔽的效应。因此当传递动量大或观察距离近时，观测到的色荷就将减少。我们按照定义电弱相互作用的耦合常数的方法来定义强相互作用的耦合常数为：

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{g^2}{4\pi} \quad \text{Fun2.2}$$

其中 g 为有效色荷。在最低阶的近似情况下，强相互作用的耦合常数可以简化地写为：

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\beta_1 \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad \text{Fun2.3}$$

其中

$$\beta_1 = \frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}N_f \quad \text{Fun2.4}$$

N_c 为色量子数，而 N_f 表示为夸克的味量子数。在 β_1 的表达式中，正的一项主要来自如图 2.1(a) 所示的非阿贝尔的圈图 (反色屏蔽贡献)，而负的一项主要来自如图 2.1(b) 所示的圈图 (色屏蔽贡献)，这一项将部分抵消色的反屏蔽效应。在标准模型中， $N_c=3$, $N_f=6$, $\beta_1>0$ ，色的反屏蔽效应大于屏蔽效应，因此 QCD 表现为渐进自由的特征。Fun3.2 中的 Λ 是一个强相互作用的标度常数。实验测得， Λ 大约为 0.2 GeV(1/fm)。

图 2.2 显示的为强耦合常数和传递动量 Q^2 的关系。图 2.2 中的点是根据实验并结合 QCD 计算得来。从图 2.2 可知，随着传递动量 Q^2 的增大，强耦合常数将变得越来越小。这表明，当 $Q^2 \gg \Lambda^2$ ，强相互作用的耦合常数 $\alpha_s \ll 1$ ，因此强相互作用在大的横动量的传递情况下可以用微扰的方法进行计算。当 $Q^2 \sim \Lambda^2$ 时， $\alpha_s(Q^2)$ 增大，夸克禁闭，微扰的方法不再适用。

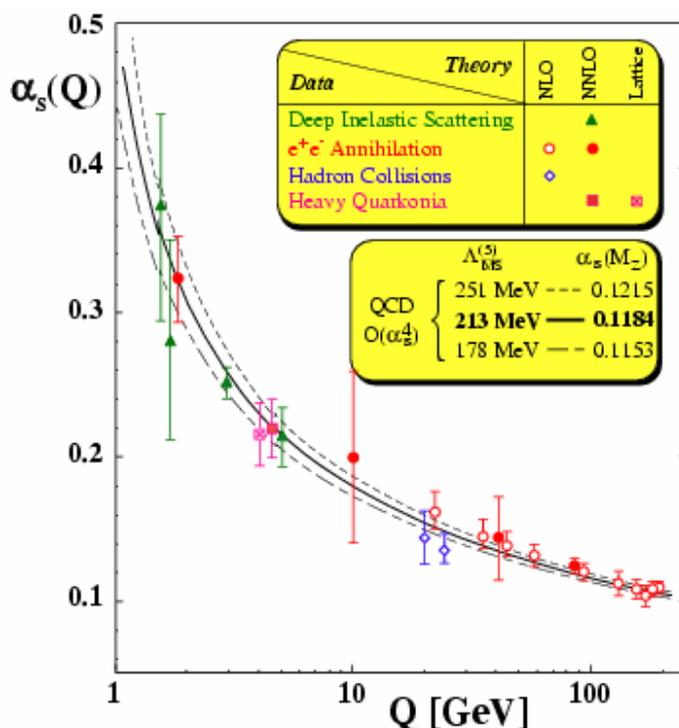


图 2.2 强相互作用的跑动常数 $\alpha_s(Q^2)$ 和传递动量的关系
 Fig2.2 The running coupling constant $\alpha_s(Q^2)$ in QCD

2.5 部分子模型

为了解释在深度非弹性散射实验中的标度无关性，Feynman, Bjorken 和 Paschos 于 1969 到 1972 期间提出部分子模型。部分子模型认为在深度非弹性散射中作为靶粒子的质子是由一些类点粒子组成。这些类点粒子被称为部分子，即夸克和胶子。部分子认为在非弹性深度散射中，靶粒子中的部分子可以近似为相互独立的，它们之间的相互作用对散射的影响很小。我们假设靶粒子的四动量为 p^μ ，则每个部分子所具有的四动量为 xp^μ ，其中 $0 \leq x \leq 1$ ，表示部分子所带四动量的比例。

部分子模型是一种简单的近似。在深度非弹性散射实验中，相对于质心系，由于靶粒子的相对论压缩(Lorentz contraction)效应，在纵向的距离会收缩。而相互作用形成的虚的部分子的特征时间(lifetime)由于相对论时间膨胀(time dilation)而增大。因此当质心系的能量很大时，入射的电子穿越靶的时间相对于靶内的虚的部分子的特征时间可以忽略不计。因此可以近似地认为这些部分子在入射的电子穿越的过程中是相对静止的 (frozen)。如果在这种硬的散射过程中要求电子和靶中的一个部分子作用的，必须在传递的横向方向上 ($\sim 1/Q$) 有一个部分子的存在，其中 Q 为硬散射的传递横动量。如果假设部分子在靶中是随机分布的，则电子和靶中一个部分子作用的截面就正比于 $(1/Q^2)/(\pi R^2)$ (R 为靶粒子的半径) 并乘上部分子具有某个四动量的几率。

由于相对度压缩和相对论时间膨胀两种效应，电子和部分子相互散射前，靶粒子内的部分子之间的初态相互作用从时间的尺度来讲发生的太早而不至于影响电子和

部分子相互散射。另一方面，电子和部分子相互散射后 (final-state)，部分子强子化过程又太靠后，也不会影响相互散射的过程。因此整个散射直接正比于部分子在靶中的密度。而这些部分子在散射的过程中是相对静止的 (frozen)，这也预示着，我们可以将深度非弹性散射 (大的横动量传递) 近似地当做 Born 弹性散射来处理。

图 2.3 显示的为深度的非弹性散射实验中测到的质子中的部分子的结构函数随 Bjorken x 的分布。Bjorken x 定义为：

$$x=q^2/2M\nu$$

在定义中 q 是传递的四动量， M 是靶粒子的质量而 ν 是传递的能量。它是一个实验观测测量。

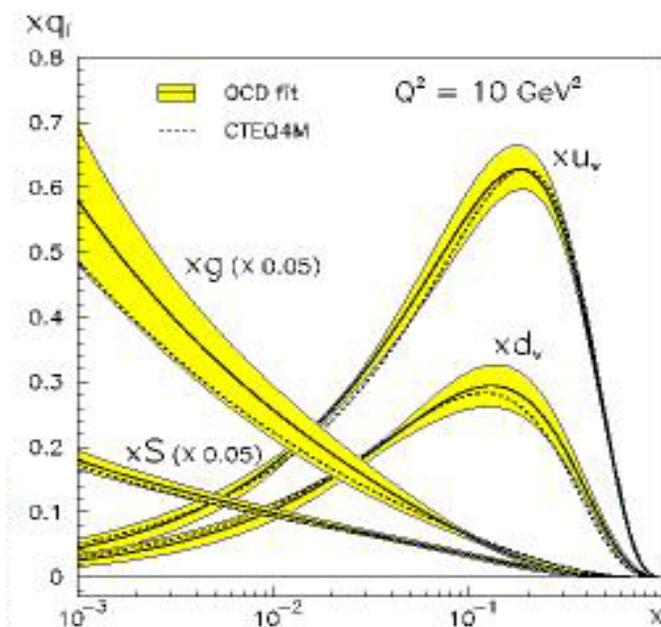


图 2.3 质子当中的部分子结构函数

Fig2.3 The parton structure function $xF_3(x,Q^2)$ distribution in the proton

从图中可以看出，质子由 u 和 d 夸克组成，这些组成强子的夸克也被称为价夸克 (valence quark)。除了这些价夸克以外，质子中还存在许多的虚夸克 (也称为海夸克) 和虚胶子。尽管价夸克的数量是固定的，但是虚夸克和胶子的数量可以是很大。随着碰撞质心系能量的增加，带着小动量份额 ($x \sim P_T/\sqrt{s}$) 的大量部分子 (海夸克、虚胶子) 将参与碰撞，使中心快度区的末态粒子表现出新的特征。

2.6 单举过程

在高能碰撞物理中，对撞产生的末态一般非常复杂。由于产生的粒子数量很多，所以不可能被探测器全部探测到。通常我们只是探测其中某一的粒子，这被称为单举。如对于碰撞过程：

$$A + B \rightarrow C + X \tag{Fun2.5}$$

C 为探测到的粒子，而 X 代表其余的未被探测到的粒子。

在这里将介绍一些用于描述这种单举过程的物理量。如果 θ 表示的是探测到的粒子和束流之间的夹角，那么纵向动量和横向动量分别可表示为 P_L, P_T ：

$$P_L = |P| \cos \theta = P_z$$

$$P_T = |P| \sin \theta = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad \text{Fun2.6}$$

其中横向动量是一个洛伦兹不变量。

我们可以定义一个无量纲的量 x ：

$$x = P_z / |P| \quad \text{Fun2.7}$$

来表示探测到的粒子所带的纵向动量 P_z 和总的束流的动量的比值。这个无量纲的量被称为 *Feynman-x*，它的变化范围从-1 到 1。

另一个有用的变量为快度 (*rapidity*)，它可以定义为：

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \tanh^{-1} \left(\frac{P_z}{E} \right) \quad \text{Fun2.8}$$

我们也可以用 P_z 来定义这一变量。对于一个沿着 P_z 方向以 $\beta \cdot c$ 的速度运行的粒子，快度在非相对论的情况下可以近似为 β 。很显然，快度是一个依赖于参考系的变量。但是，对于参考系 a, b ，如果假设它们的相对速度为 β 。那么，在参考系 a, b 中的快度 y_a 和 y_b 的关系可以表示为：

$$y_a = y_b + y_\beta$$

$$y_\beta = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \quad \text{Fun2.9}$$

很容易可以看出，快度的微分是一个相对论协变的量。

横向能量和横向动量可以分别表示为 E_T, P_T 。它们可以分别用快度表示为：

$$E_T = m_T \cosh y$$

$$P_T = m_T \sinh y \quad \text{Fun2.10}$$

其中 m_T 为横向质量，他的定义为：

$$m_T = \sqrt{m_0^2 + P_T^2} \quad \text{Fun2.11}$$

m_0 为粒子的静止质量。

这样，我们可以用前面这些定义的变量来描述单举过程。如公式 Fun1.9 所示，单举过程的不变微分截面可以表示为：

$$f(AB \rightarrow CX) = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \frac{d^3\sigma}{2\pi dp_T dp_z} \quad \text{Fun2.12}$$

其中 $d^3\sigma/dp^3$ 是探测到的粒子 C 的在相空间 dp^3 内的不变微分截面。

在高能的相互作用过程中，还有一个有用的变量，被称为赝快度 (*pseudo-rapidity*)。这个变量和快度比起来不需要知道粒子的种类，而只需要知道粒子发射的角度就可确定。它定义为：

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|P| + P_z}{|P| - P_z} = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad \text{Fun2.13}$$

当粒子的质量相对于横向动量很小时， $|P| \sim E$ ，赝快度可以近似的等于快度：

$$\eta \rightarrow y, \quad \text{当 } P_T \gg m$$

2.7 强子-强子相互作用过程

强子-强子相互散射的过程可以表示为图 2.4 所示。尽管强子是无色的，但是它却携带着一团有色的部分子。这些部分子按照一定的分布形式存在于强子当中。当两个强子相互接近时，由于相互作用，部分子在强子中的色荷分布形式也会被改变，我们称之为极化效应。强子-强子相互作用的散射过程非常复杂，最终末态的产生，我们只能用一些经验的唯象形式来做一些描述。

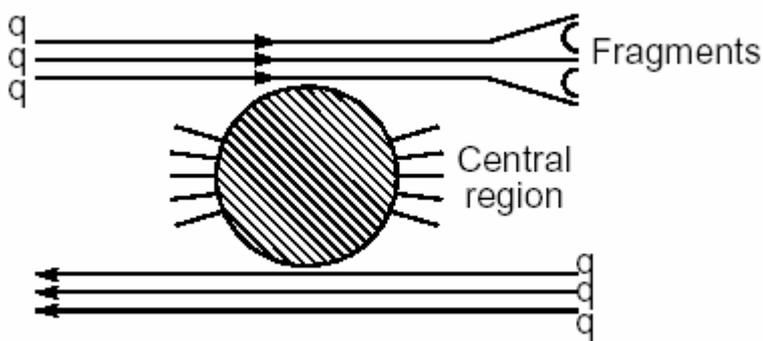


图 2.4 强子强子碰撞简单示意图

Fig2.4 Naive picture of a generic hadron-hadron scattering. The hadron coming from the left, after collision, fragments into new hadrons. The other hadron does not fragment and is said to be a “leading” particle. Many soft hadrons are produced in the central region.

整个强子-强子相互散射的过程可以唯象的按照相互作用的剧烈程度分为四个部分：

- i)弹性相互作用 σ_{EL} (Elastic collision)

- ii) 单衍过程 σ_{SD} (Single diffractive collision)
- iii) 双衍过程 σ_{DD} (Double diffractive collision)
- iv) 非衍射过程 σ_{ND} (Non-diffractive collision)

对于单衍或双衍的散射过程，强子-强子相互散射的过程，相互作用的一个或两个强子受到的作用很小，仅仅是被轻微的激发。由于这种激发效应，这些强子最后会碎裂成一些末态粒子。这些粒子主要分布在前后大快度的区域里。对于只有一个强子受到轻微激发而碎裂的过程，我们称为单衍过程。例如：



为一个典型的质子-质子碰撞中的单衍过程。

对于有两个强子受到轻微激发而碎裂的过程，我们称为双衍的过程。除去弹性散射和衍射过程外的强子-强子相互散射过程均被称为非衍射过程。

整个强子-强子相互散射过程的截面可以表示为：

$$\sigma_{TOT} = \sigma_{EL} + \sigma_{SD} + \sigma_{DD} + \sigma_{ND} \quad \text{Fun2.14}$$

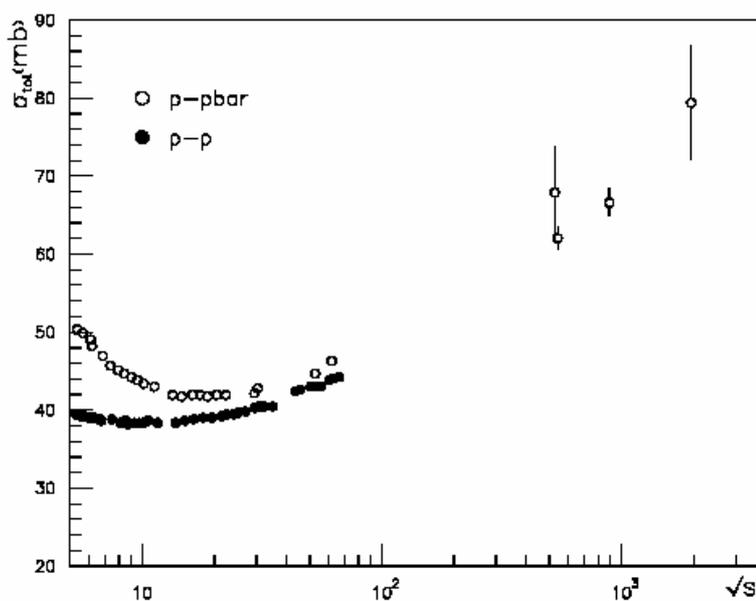


图 2.5 质子-质子和质子-反质子的碰撞总截面和碰撞质心系能量的关系

Fig2.5 The total cross section in p-p and p-pbar with different C.M.S. energies

图 2.5 显示的为不同质心系能量下整个强子-强子相互散射过程的截面。如图 2.5 所示，在高能情况下，质子-质子相互作用和质子与反质子的相互作用的整个微分截面几乎是一致的。

另一个重要的截面为非单衍的散射截面(Non-single-diffractive, NSD)，可以定义为：

$$\sigma_{NSD} = \sigma_{DD} + \sigma_{ND} \quad \text{Fun2.15}$$

由于我们实验中观测到的是中心快度区的事例，因此对单衍的事例一般会被触发

排斥掉。而双衍的事例大部分会被实验获取。因此在实验上，主要测量的是非单衍的过程。

整个非弹性的散射过程又可以分为“软”过程和“硬”的过程。在高能强子-强子相互散射的过程中，碰撞覆盖着更小的 x ，相互碰撞的部分子中的胶子和海夸克成为主要参与碰撞的成分。它们纵向动量小（见图 2.3），产生的末态粒子主要集中在中心快度区，而且具有的横动量也较小。我们称这一种相互作用的过程为“软”过程。另一种情况主要包括两个夸克在很小的碰撞参数下直接相互作用。在部分子的图像下，这两个部分子会相互很近的穿过并且大角度的散射出去。由于它们相互交换的动量一般都很大，两个散射出去的部分子可以产生两个喷注。我们把这一过程称为“硬”的相互作用。

2.8 硬相互作用过程

强子-强子相互散射过程中，当相互传递的横动量 $Q \geq 2\text{GeV}/c$ 时，可以用微扰 QCD 来计算部分子之间单举过程的散射截面。如公式 Fun2.16 所示，在单举的硬散射过程

$$p + p \rightarrow h + X$$

中，最低阶的部分子-部分子相互作用的不变微分截面可以表示为：

$$E_h \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sum_{abcd} \int dx_a dx_b f_{a/p}(x_a, \mu^2) f_{b/p}(x_b, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cd}}{d\hat{t}} \frac{\hat{s}}{\pi z_c^2} D_{h/c}(z_c, \mu^2) \quad \text{Fun2.16}$$

其中 x_a, x_b 为部分子 a, b 所带的动量与质子的动量的比率。 $f_a(x_a, \mu^2), f_b(x_b, \mu^2)$ 是部分子 a, b 的分布函数。 μ 是 $a + b \rightarrow c + d$ 相互过程的传递四动量。 $D_{h/c}(z_c, \mu^2)$ 为产生的部分子 c 的碎裂函数， $z_c = p_h/p_c$ 为碎裂的强子所带的动量与部分子的动量的比。

2.9 粒子产生器和唯象模型

由于强子-强子相互散射过程的复杂性，因此人们常常用一些经验的唯象模型和一些粒子产生器来做一些近似研究。下面将介绍一些常用的产生器和模型。

2.9.1 PYTHIA 产生器

PYTHIA 是由 Lund University 的理论组所开发的一种蒙特卡洛粒子产生器[13]。它是一种试图通过把微扰量子色动力学推广到低的横动量区域的方法。

在 PYTHIA 模型种，最简单的产生粒子的方法是通过在两个相互作用的强子间交换一个软的胶子。对于质子和反质子的相互作用中，当交换一个胶子后，两个参与作用的质子和反质子在不改变内部部分子分布的情况下由无色的单态变为带色的八重态。如果只考虑价夸克，每个色的八重态的重子将由一对色的三重态的夸克和色的反

三重态的 di-quark 组成。

如图 2.6 所示：在质子-反质子碰撞中，两对 quark, di-quark 之间将形成一个色的管道。由于色管道内的势能接近于线性($V(r) \sim r$)，所以在色管道的场内，力基本上是一个常数。当夸克飞离时，它们会被这种相互作用力束缚，减速，再向反向运动。然后又再次飞离，形成一个周期震荡。对于质子-质子相互作用，同样可以产生这样一对震荡的夸克反夸克弦。

色场将使一对无质量的夸克反夸克弦具有质量，当弦碎裂时，将产生一组更小的弦，这些小的弦都带着原来的弦的一部分能量并会进一步碎裂。当它们的不变质量足够小时，就可以形成一个强子或强子的团簇而停止碎裂[14]。通过这种方法，这个系统最终形成许多的末态强子。如果这个过程中有由硬散射而来的胶子产生，这些胶子将连接在这些弦上(kinks)，而进一步产生一对新的弦。这两条弦的一端连着胶子，一端连着最初的弦。如图 2.6 中的下图所示。当这两条弦都碎裂时，它们产生的强子就会有角分布而不是完全轴对称的。

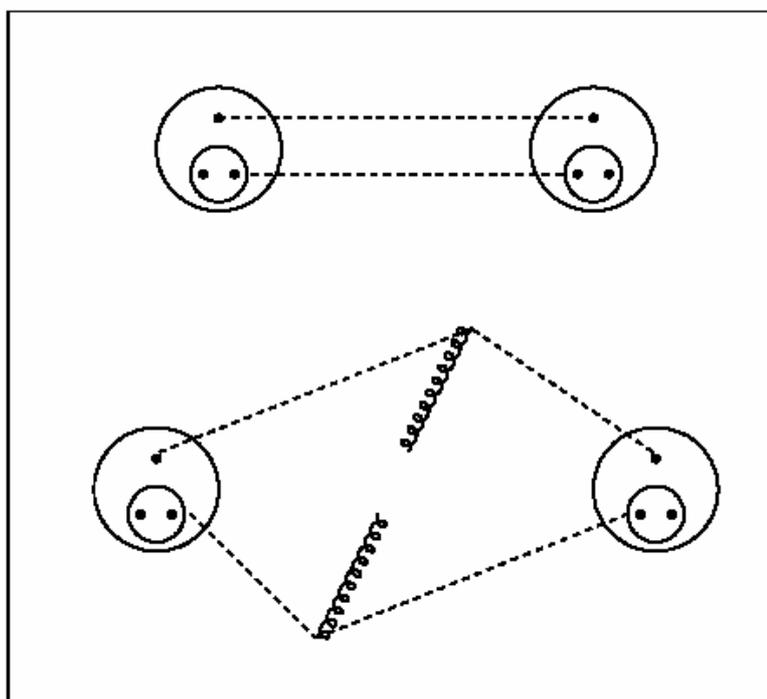


图 2.6 上图：质子-反质子碰撞，虚线代表弦

下图：含有一个硬胶子-胶子散射过程的质子-反质子碰撞过程

Fig2.6 Up: $\bar{p}p$ scattering; dashed lines represent the strings.

Lower: $\bar{p}p$ scattering including a hard gg scattering.

如果我们假设所有的部分子之间的相互作用都是独立发生，那么对于一个固定的碰撞参数，部分子之间的碰撞次数服从一个泊松分布。部分子之间的硬散射截面可以通过微扰 QCD 的方法由 Fun2.16 计算出来。它的最小积分动量 $P_{Tmin} = 1.5 \sim 2 \text{ GeV}/c$ 。

可以通过逐渐改变 P_{Tmin} 的方法来获得一个连续的动量谱。我们设定一个截断值 P_{T0} , P_{T0} 和 P_{Tmin} 有着同样的数量级, 约为 $2\text{GeV}/c$ 。当 $P_T \gg P_{T0}$ 时, 完全用微扰 QCD 的过程进行计算。当 P_T 逐渐接近 P_{T0} 时, 微扰 QCD 的过程的贡献逐渐减少, 非微扰的过程的贡献逐渐增加。当 $P_T \ll P_{T0}$ 硬的相互散射过程几乎不存在。在 PYTHIA 模型中最主要的自由参数是用来逐渐截断的动量 P_{T0} , 它是通过将实验测得的粒子平均多重数带入拟合得到的。

2.9.2 HIJING 产生器

HIJING [15] 也是一个微扰 QCD 向低动量拓展的模型。它主要的思想是, 在强子-强子或核-核碰撞中会独立产生一些低动量的喷注, 这些喷注和软过程一起形成末态的强子。如公式 Fun2.17 所示, 在整个核子-核子碰撞过程中, 它的总截面分为有喷注产生的截面($j>0$)和没有喷注产生的截面($j=0$)。公式 Fun2.17 中 b 为碰撞参数, $T_N(b)$ 为相互碰撞两个核子的部分子重叠函数。 σ_{jet} 为单举过程中产生喷注的截面。它是由单举过程中硬相互作用的不变微分截面公式 Fun2.16 积分出来的。在 HIJING 中, 整个核子-核子非弹性碰撞的截面表示为相对于某个碰撞参数 b , 产生的喷注个数的几率在重叠面上的积分。

$$\sigma_{in} = \int d^2b \sum_{j=0}^{\infty} g_j(b) \quad \text{Fun2.17}$$

$$g_j(b) = \frac{[\sigma_{jet} T_N(b)]^j}{j!} e^{-\sigma_{jet} T_N(b)}, \quad j \geq 1$$

$$g_0(b) = [1 - e^{-\sigma_{soft} T_N(b)}] e^{-\sigma_{jet} T_N(b)}$$

因此整个非弹性的截面被分为两个部分, 一部分是含有硬的相互作用过程, 另一部分为纯的软的过程。在硬的过程中, 部分子之间的硬的相互作用会产生喷注。总的产生喷注的截面 σ_{jet} 可以和 PYTHIA 一样用微扰 QCD 的方法通过公式 F2.16 计算出来, 计算时截断动量设为 $2\text{GeV}/c$ 。然后根据以相互作用的碰撞参数 b 表示的部分子之间的重叠函数 $T_N(b)$, 加上泊松分布的抽样, 就可以得到产生一定数量喷注对的截面。这些截面的和为整个含有硬的散射过程的反应截面, 如公式 Fun2.17 中从 g_j ($j \geq 1$) 积分所得到的那一部分截面。由于在 HIJING 中低动量的喷注主要是胶子-胶子相互作用产生。因此 HIJING 将夸克之间的相互作用限定在价夸克之间, 对于次级产生的硬相互作用过程限定为胶子-胶子的相互作用。这种简化方法同时也限定在多个低动量喷注产生的色流(color flow)当中。对于硬相互作用过程中产生的部分子, 首先将它们按

照快度的方向进行排列,然后和产生它们的 leading quarks 或 di-quarks 一起形成一些激发的弦,这些弦再碎裂成为末态的强子。碎裂过程和 PYTHIA 一样,是调用 JETSET 函数来完成。

对于没有产生喷注的反应或没有硬过程的反应,称为软的相互作用。如公式 Fun2.17 中从 g_0 积分所得到的那一部分截面。在 HIJING 中,不同于硬过程中的截面 σ_{jet} , 截面 σ_{soft} 是通过唯象的方法得到的。在 HIJING 中,这一截面被设为一个常数,为 57mb。在 HIJING 中,处理软的相互作用的方法和 FRITIOF 模型很类似。但是在 leading quarks, di-quarks 的连续软激发,传递动量等方面存在一些差别。它主要采用的是多弦模型(multiple string)来对软过程进行处理。在软过程中,通过交换胶子,两个参与反应的强子可以形成两个激发的弦。而从硬的过程中产生的胶子也会和这些弦连接在一起形成一些新的弦。这些弦最后都会碎裂成强子。

对于 Au-Au 的相互作用,HIJING 在核子-核子碰撞的基础上,加上了初态的 shadowing 效应和末态喷注在介质中的能量损失,来对核-核的碰撞进行模拟研究。

因此,在 HIJING 当中我们可以看出,所有软过程产生的粒子主要来自于受激发的核子所产生的弦,因此它和参与碰撞的核子的个数即参与数 ($N_{participant}$) 相关,而对于硬过程,产生的粒子主要来自于喷注的碎裂,而喷注的产生来自于部分子之间的相互作用,因此和两两碰撞的次数 (N_{binary}) 相联系。

2.9.3 双重部分子模型

双重部分子模型(Double Parton Model, DPM) [16] 主要是用来描述软的相互作用的一个模型。由于散射幅对于 s-channel 和 t-channel 两个道是交换对称的,因此被称为双重部分子模型。它主要的概念是,相互作用的质子通过交换一个或两个的玻密子(Pomeron)来产生相互作用。在交换 Pomeron 后,两个质子中的价夸克或海夸克之间就会产生一些链(chain)。在模型中,链的产生均假设为相互独立的。每一个链都要有一个最小的质心系能量,使其可以最后强子化。末态粒子的产生主要来自于这些链的贡献。在低能的质子和质子,或质子和反质子相互作用中,粒子的产生主要来自于两个链的模型,如图 2.7 中左图所示。

在质子反质子相互作用中,相互作用将质子中的三个价夸克分为两个带色的组,一组为一对向后运行的夸克,一组为一对向前运动的 di-quark。这两组夸克或 di-quark 对都具有一个色单态的链。这些链将分别在夸克和 diquark 的运动区域内碎裂。除了两个链的模型,强子之间的碰撞还可以用四个链的图像来进行描述,如图 2.7 右图所示。它相对于的是多个部分子非弹性碰撞。新产生的两个链的中间连着一个海夸克。由于海夸克主要集中在小 x , 只带着一部分的质子动量,因此这些链大都集中在中心快度区。因此在高能的碰撞中,这种多个链的贡献将会随着碰撞的质心系能量迅速增

加。因此，双重部分子模型能解释为什么在中心快度区，粒子数随着质心系能量迅速增加。

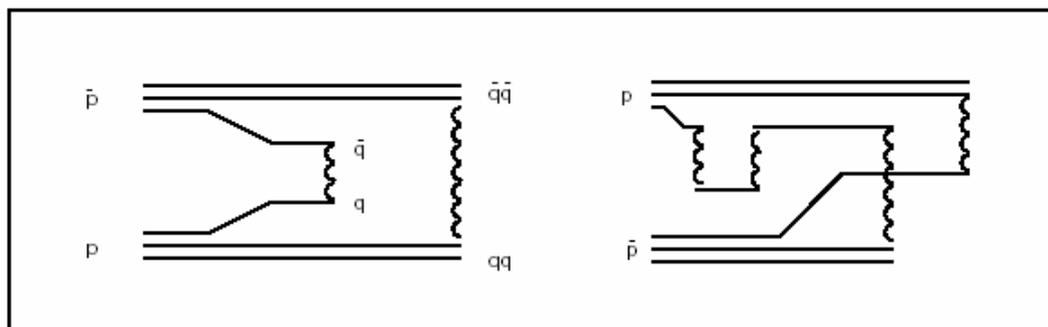


图 2.7 左图：质子-反质子碰撞的单玻密子交换形成的两个链的双重部分子模型
右图：双玻密子交换形成的四个链的双重部分子模型

Fig2.7 Left: two chain diagram for $\bar{p}p$ scattering in DPM.

Right: four chain diagram

2.9.4 多部分子碰撞模型

多部分子碰撞模型(Multi-Parton Collision Model [17])是一个假设强子间存在一对或几对部分子相互作用的模型。一些实验结果证明，在质子-质子碰撞中存在两对部分子在一次碰撞中发生相互作用。Tevatron 上的 E375 [18]和 UA5 [19]都观测到了由两对部分子在质子-反质子碰撞发生硬相互作用产生四个喷注的现象。多部分子模型认为存在多对部分子之间在一次碰撞中发生软相互作用的可能。

图 2.8 显示的为在非单衍的质子-质子或质子-反质子碰撞过程中，事例的粒子多重数 KNO 的分布，从图上可以看出， KNO 的分布可以用多个高斯函数进行拟合。拟合的结果可以看出，不同能量下的 KNO 分布都用一个共同的高斯分布。多部分子碰撞理论认为，这部分截面主要是由单个的部分子相互作用产生的。它的碰撞截面大小大约为 $33 \pm 1.5 \text{mb}$ 。

对于 KNO 的分布中与这个共同的高斯函数偏离的部分，即从 KNO scaling 中偏离的部分主要来自于多个部分子对的碰撞。而用多个高斯函数拟合可以得到在 1800GeV 时，与 KNO scaling 偏离部分的高斯函数的宽度几乎是 KNO scaling 部分的两倍。这表明在质子之间的碰撞中有两对部分子的相互作用(multi-parton collisions σ_2)。另外，在 1800GeV 时平均横动量也将近增加 $\sqrt{2}$ 倍。这也进一步表明有多个部分子碰撞的存在。

多部分子碰撞模型计算表明，产生两对部分子碰撞的能量的阈值为 $\sqrt{s}=100 \text{GeV}$ 而产生三对部分子碰撞的阈值为 $\sqrt{s}=500 \text{GeV}$ 。多部分子碰撞的截面会随着质心系能量的上升而逐渐饱和，理论预测，在 LHC 的能区 (4TeV)，三对部分子碰撞会达到饱和。

多分子碰撞模型认为, 在 高能时, KNO scaling 的破坏以及平均横动量和粒子多重数的关联均来自于多分子碰撞过程。

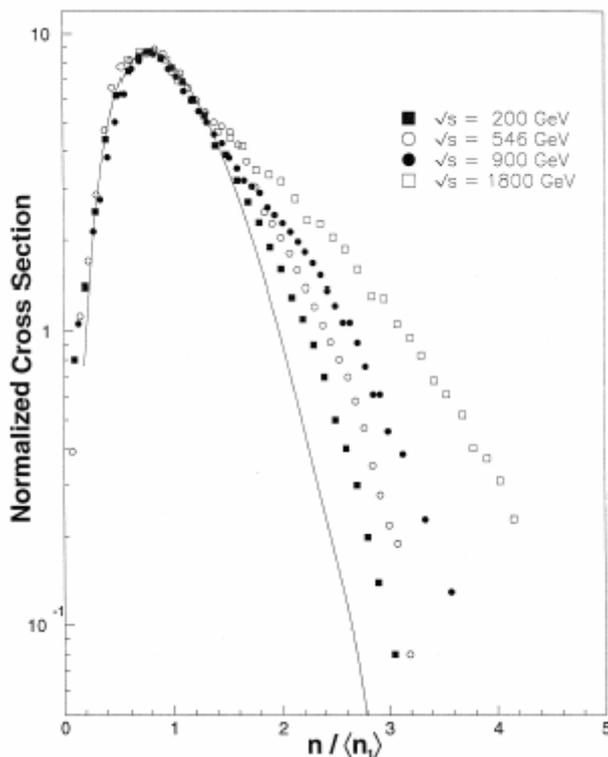


图 2.8 在非单衍的质子-质子或质子-反质子碰撞过程中, 末态粒子多重数 KNO 的分布

Fig2.8 A comparison of multiplicity distributions in NSD $\bar{p}p$ at different values of \sqrt{s}

2.10 强子强子碰撞和核子核子碰撞中的一些实验结果

2.10.1 平均横动量和多重数及质心系能量的关系

平均横动量和多重数的关联最早是在 JACEE 的宇宙线试验中被发现的[6]。随后在实验[7, 8, 9, 10]中被相继证明。平均横动量($\langle P_T \rangle$)是强子-强子和核-核碰撞中的一个重要的观测量。而平均横动量($\langle P_T \rangle$)和末态粒子多重数的关联是强子-强子和核-核碰撞中探寻的一个重要的规律。但是由于高能强子-强子和核-核碰撞中的系统误差很大, 平均横动量和多重数的关联形状一直不能被准确的给出。但肯定的是随着粒子多重性的上升, 平均横动量也相应的增加。图 2.9 给出了在不同碰撞能量下的平均横动量和多重数的关系。

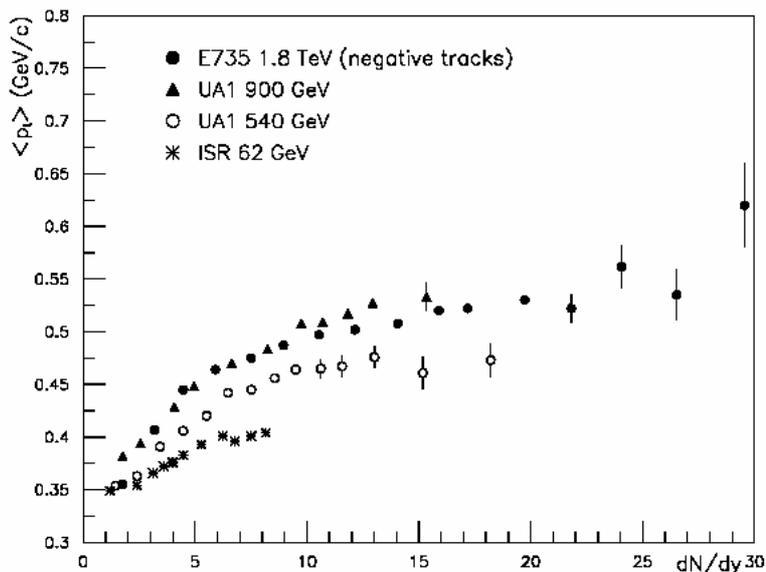


图 2.9 不同质心系能量下平均横动量($\langle P_T \rangle$)和粒子多重性的关联

Fig2.9 The multiplicity dependence of $\langle P_T \rangle$ in p-p and p-pbar collision in different collision energy.

从图中可以看出，随着碰撞的质心系的能量的增加，平均横动量($\langle P_T \rangle$)随着粒子多重性的关联不断的增强。很多模型都对这一物理形象进行了解释。例如低动量的喷注[11]，QGP[12]等，但是真正的原因仍然不是很清楚。

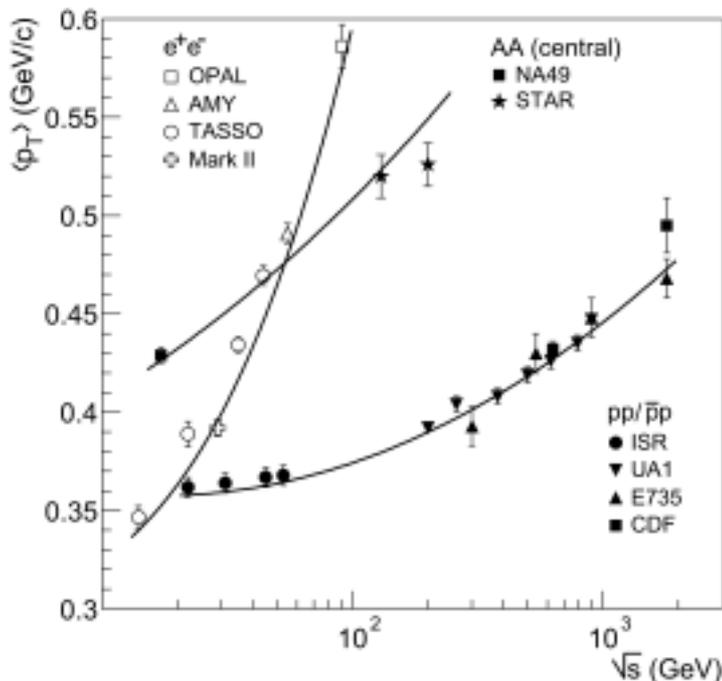


图 2.10 平均横动量 $\langle P_T \rangle$ 和质心系能量的关系

Fig2.10 The C.M.S. energy dependence of $\langle P_T \rangle$

平均横动量和质心系能量的关系如图 2.10 所示。可以看出，对于电子-电子，强

子-强子和核-核碰撞，平均横动量和质心系能量的关系是完全不同的。因此，可以看出，核-核碰撞不是简单的核子-核子碰撞的叠加。

2.10.2 在强子强子碰撞和核核碰撞中末态不同粒子的特性

π 介子, K介子以及质子和反质子在质子-反质子碰撞中的产额在 Tevetron 对撞机上,被 E735 实验组详细地研究过[20]。图 2.11 显示的是 1800GeV 质子-反质子碰撞中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比率及 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横动量 $\langle P_T \rangle$ 和单位快度区间粒子多重数的关系。尽管由于当时的实验条件,这些测量的结果存在着一些疑问。但是可以肯定的是, K^-/π^- , \bar{P}/π^- 随着粒子多重数的增加而缓慢增加,最后达到饱和。 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横动量随着粒子多重性的上升也相应的增加,但是反质子的平均横动量增加的更快。这些实验现象一直没有得到很好的解释。

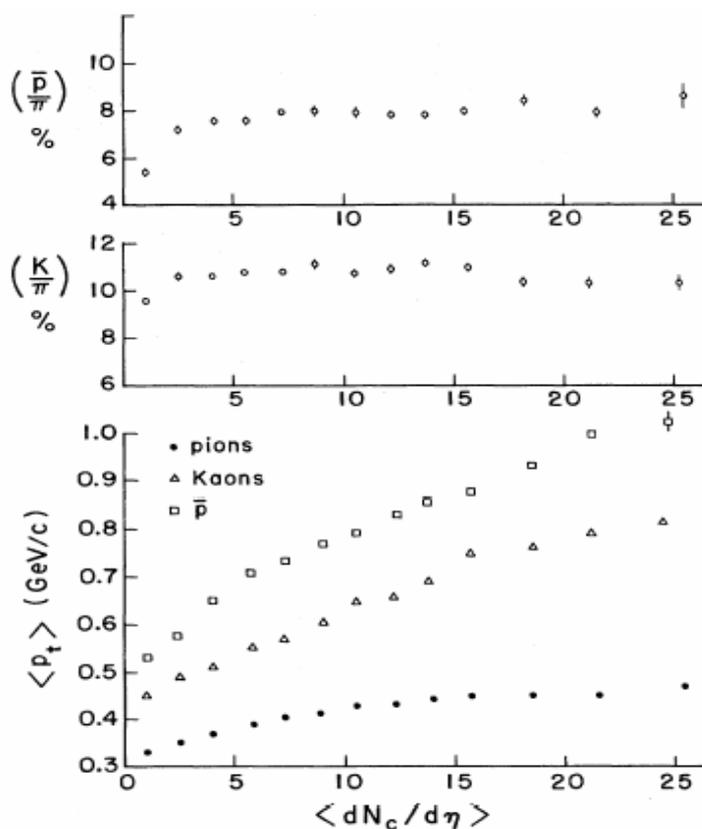


Fig2.11 The K^-/π^- , \bar{P}/π^- ratio & $\langle P_T \rangle$ of π^- , K^- , \bar{P} in 1800GeV pp collisions

图 2.11 1800GeV 质子反质子碰撞中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比率及 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横动量 $\langle P_T \rangle$ 和单位快度区间带电粒子多重数的关系

在核-核碰撞中,这些基本的末态粒子的产额也被仔细的测量研究。它们作为最基本的观测量。可以对各种模型进行最基本的检验。图 2.12 显示的是 200GeV Au-Au 碰撞中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比率及 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横动量 $\langle P_T \rangle$ 和单位快度区间带电粒子多重数的关系。可以看出,在 200GeV 的 Au-Au 碰撞中,我们依然能观测到 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 随着粒子多重数的增加而缓慢增加并达到饱和,而 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横动量随着单位

快速度区间带电粒子多重性的上升也相应的增加。

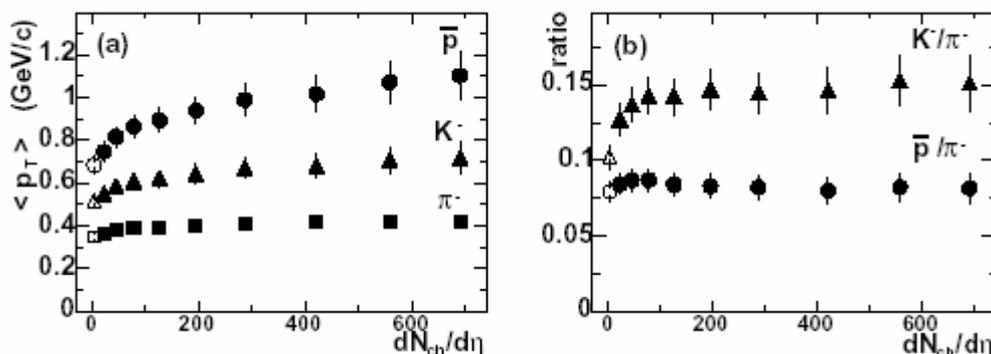


图 2.12 200GeV Au-Au 碰撞中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比率及 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横动量 $\langle p_T \rangle$ 和单位快速度区间带电粒子多重数的关系

Fig2.12 The K^-/π^- , \bar{P}/π^- ratio & $\langle p_T \rangle$ of π^- , K^- , \bar{P} in 200GeV Au-Au collisions

2.11 结论

从前面的实验结果和理论模型的介绍中可以看出，对于强子-强子以及核-核碰撞的实验结果的解释，在理论上存在着各种分歧。而且理论的解释也大都集中在唯象模型的基础之上。因此需要更多的实验结果来对这些实验的模型进行验证。本文在后面几章中将详细介绍 STAR 探测器上 200GeV 的质子-质子碰撞数据的分析方法和分析结果。研究 200GeV 的质子-质子碰撞中的带电粒子以及 π^- , K^- , \bar{P} 等粒子在不同的产生机制下的区别。主要探讨小喷注对带电粒子以及 π^- , K^- , \bar{P} 等粒子的产额和横向动力学的贡献，帮助我们对各种模型进行理解和检验。

Reference:

- [1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579; S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961)579.
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214
- [3] G. Zweig, CERN preprint 8182/TH 401 (1964); CERN preprint 8419/TH,412.
- [4] R. E. Taylor, Deep Inelastic Scattering: The Early Years. Les Prix Nobel 1990, (Almqvist & Wiksell, Stockholm/Uppsata 1991); also Rev. Mod. Phys. 63 (1991) 573.
- [5] G. Altarelli, Phys. Rep. 81(1982) 1.
- [6] T.H. Burnette et al. Phys. Rev. Lett. 50,2062(1983)
- [7] G. Arnison et al., Phys. Lett. 118B (1982) 167;
M. Banner et al., Phys. Lett. 122B (1983) 322;
M. Banner et al., Z. Phys C27 (1985) 329.
- [8] UA5 Coll., Proc. of the International Europhysics Conference on High Energy

- Physics, Bari, Italy, 363, (1985);
G. Arnison et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 405.
- [9] T. Alexopoulos et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1622.
- [10] T. Alexopoulos et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 991; A. Breakstone et al. Z. Phys. C33 (1987) 333.
- [11] G. Pancheri and C. Rubbia, Nucl. Phys. A418 (1984) 117;
A. Pancheri and Y. Srivastava, Phys. Lett. 159B (1985) 69;
F. W. Bopp, P. Aurenche and J. Ranft, Phys. Rev. D33 (1986) 1867.
- [12] L. Van Hove, Phys. Lett. 118B (1982) 138.
- [13] T. Sjöstrand and M. van Zijl, Phys. Rev. D36 (1987) 2019.
- [14] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman and T. Sjöstrand, Phys. Rep. 97 (1983) 33; T. Sjöstrand, Phys. Lett. 142B (1984) 420; T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B248 (1984) 469.
- [15] X.N. Wang Phys. Rep. 280(1997) 287~371
- [16] A. Capella et al., Phys. Lett. B81 (1979);
A. Capella et al., Phys. Lett. C3 (1980) 329;
A. Capella and J. Tran Tan Van, Z. Phys. C23 (1984) 165;
P. Aurenche et al., Z. Phys. C23 (1984) 67;
P. Aurenche et al., Z. Phys. C26 (1984) 279;
P. Aurenche et al., Phys. Lett. B147 (1984) 212;
P. Aurenche et al., Phys. Rev. 33D (1986) 1876.
- [17] E735 PLB 435 (1998) 453 ; Hep-ph/9801219.
- [18] R. Ansorge et al., Z. f Phys. C 43 1989 357.
- [19] F. Turkot et al., E735 Collaboration, Nucl. Phys. A 525(1991)165c.

第三章

STAR 谱仪及 MRPC-TOF

3.1 RHIC 对撞机

RHIC (Brookhaven Relativistic Heavy Ion Collider) [3.1] 对撞机位于美国布鲁克海文国家实验室。它正式完成于 1999 年，是一个具有两个独立的对撞环的相对论重离子对撞机。

RHIC 对撞机的直径为 3.8km，总共具有 1000 个超导磁铁。RHIC 对撞机可以加速两种对撞粒子，一种为金离子 (gold)，另一种为质子(proton)。在 RHIC，金离子可以被加速到每核子 100GeV，亮度为 $2 \times 10^{26} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ ，而质子可以被加速到 250GeV，亮度为 $1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ 。RHIC 对撞机的主要参数列在表 3.1 中。

Physics Parameters		
No. Intersection Regions	6	
No. Bunches/ring	60	
Bunch Spacing(nsec)	213	
Collision Angle	0	
Diamond length	18 cm rms	
Beam separation in arcs	90cm	
Accelerating time	75sec	
Performance	Au	Proton
No. Particles/Bunch	1×10^9	1×10^{11}
Top Energy(GeV/u)	100	250
Luminosity($\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)	$\sim 2 \times 10^{26}$	$\sim 1 \times 10^{31}$

表 3.1RHIC 的主要性能参数

Table3.1 Main Parameters & Performance

在 RHIC 对撞机上总共有六个对撞点，其中四个对撞点上装有谱仪。这四个谱仪分别为 BRAHMS, PHENIX, PHOBOS 和 STAR。在本篇论文中所分析的数据为 STAR 谱仪所采集的质心系能量为 200GeV 的质子-质子对撞的数据。

3.2 STAR 探测器概况

STAR(Solenoidal Tracker At RICH) [3.2] 谱仪作为 RHIC 对撞机上的一个主要谱仪是由许多的次级探测器所组成。图. 3.1 为整个 STAR 谱仪的示意图。从图中可以看出, STAR 谱仪为一个环形的大型谱仪, 覆盖了整个方位角。组成 STAR 谱仪的探测器如下面所列:

- 1) 时间投影室, A time projection chamber (TPC)
- 2) 硅顶点探测器, A silicon vertex tracker (SVT)
- 3) 前向的时间投影室, A pair of radial-drift forward TPC (FTPC)
- 4) 桶部的电磁量能器, A barrel electromagnetic calorimeter (BEMC)
- 5) 端部的电磁量能器, An endcap electromagnetic calorimeter (EEMC)
- 6) 中央环形触发探测器, A central scintillator barrel (CTB)
- 7) 零度量能器, A pair of zero degree calorimeters (ZDCs)
- 8) 飞行时间谱仪, A time-of-flight detector (TOF)
- 9) 赝顶点探测器, A pseudo-vertex position detectors (pVPDs)
- 10) 环像的契伦科夫探测器, A ring-imaging Cerenkov detector (RICH)
- 11) 束流探测器, Beam beam counters

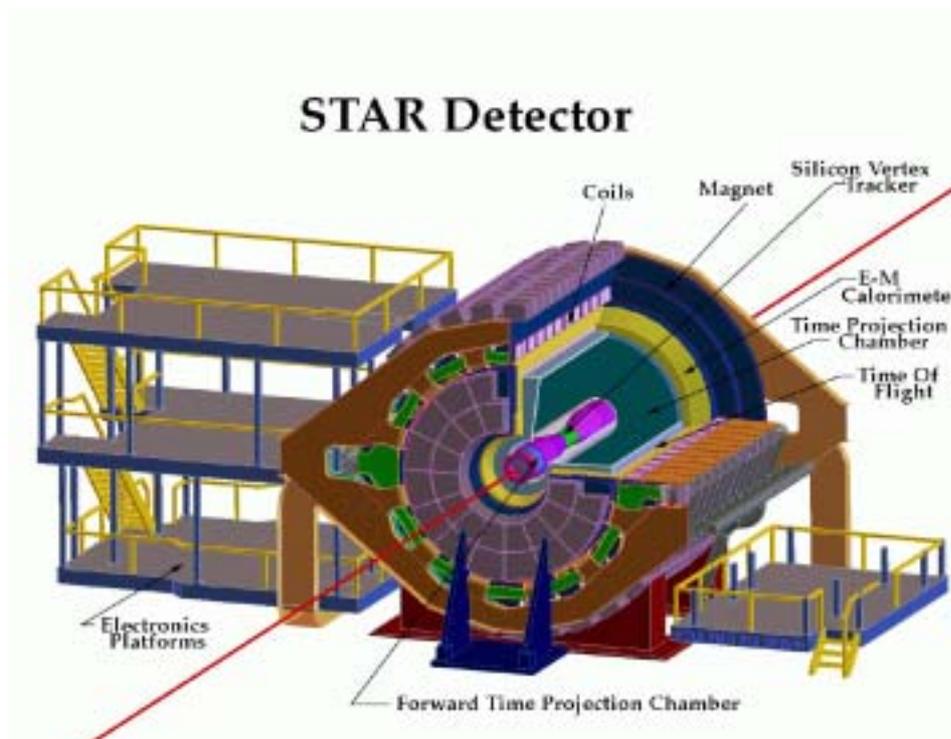


图3.1 STAR谱仪示意图

Fig3.1 The STAR Detector

这些次级的探测器大都集中在环形的磁铁当中。其中时间投影室是STAR谱仪的主要探测器。时间投影室 (TPC) 在几何形状上为一个长为4米, 直径为4米的圆筒。它在方位角上的探测范围约为 2π 的90%, 赝快度方向上的探测区间为 $|\eta| < 1.8$ 。在时

间投影室的外面，紧贴着它的是中央环形触发探测器。这一探测器是由52个长为2m的塑料闪烁体组成。对称的分布在东西两边。在时间投影室的中央为一个硅顶点触发探测器[3.5]。可以用来提供碰撞顶点的信息。两个前向的时间投影室[3.7]位于顶点探测器的两端。它们可以探测到的赝快度方向的范围为 $2.5 < |\eta| < 4$ ，以及几乎所有的方位角方向。两个赝顶点探测器[3.6]环绕在束流的周围。可以提供起始时间的信息。再往外是一对束流探测器和一对零度角的量能器[3.11]，用来做谱仪的触发。桶部的电磁量能器[3.8]和端部的电磁量能器[3.9]位于时间投影室的外部，被螺旋磁铁所包围。可以用来做高横动量的轻子和光子的鉴别。在中央环形触发探测器中，有两个长型的塑料闪烁体触发器被飞行时间谱仪所代替。其中一个是由塑料闪烁体所构成的飞行时间探测器，另一个为多层电阻板室所构成的飞行时间探测器[3.10]。在时间投影室的外面还有一个环像的契伦科夫探测器[3.12]，它的探测面积为 1m^2 ，可以提供大动量的粒子的鉴别。STAR的螺旋磁铁[3.13]可以提供在束流方向上的 $0.25\sim 0.50\text{T}$ 的均匀磁场。STAR谱仪现在还没有全部完成，现装配的有时间投影室，中央触发探测器，零度角量能器，赝顶点探测器，硅顶点探测器，飞行时间谱仪等。

3.3 时间投影室

时间投影室作为STAR谱仪中最主要的探测器。它具有很大的探测范围（赝快度范围为 $|\eta| < 1.8$ ，方位角上的覆盖范围为90%），因此可以提供大量的碰撞产生粒子的信息。图.3.2 显示的为时间投影室的示意图。

从图中可以看出，时间投影室是一个半径从0.5米到2米空心圆筒，它在纵向上被分为东西两个的漂移区，每一个漂移区的长度都为2.1m。两个漂移区被放在时间投影室中央的一个阴极膜(cathode central membrane, CM)所隔开，在阴极膜上所加的高压约为28kV。这个高压可以使电离的电子和离子在漂移区中匀速的漂移。在两个漂移区的两端为接地的阳极读出系统。两个漂移区的体积大约为 24.75 m^3 ，里面充满了混合比率为90%的氩气和10%的甲烷所组成的 P_{10} 气体，整个气体的压强调节在约比大气压高2mbar的范围内 [3.14]。在方位角的方向上，时间投影室分为对称的十二个区，中间为支架。因此方位角的覆盖范围约为90%。

在高能的质子-质子和核-核碰撞产生的带电粒子，它们的动量主要集中在 $100\text{MeV}/c$ 以上。当这些带电的粒子穿过时间投影室时，将会在混合的气体中产生电离而损失能量。在一个大气压下，带电粒子在这种混合气体中的损失能量大约为几千个电子伏/厘米。因此在整个飞行的路径($\sim 2\text{m}$)上的能量损失大约为几个MeV。这些带电的粒子产生的电子在时间投影室的电场的影响下以 $5.45\text{cm}/\mu\text{s}$ 的漂移速度向阳极端漂移。这些漂移的电子最终在阳极端被放大并被接收条所接收。

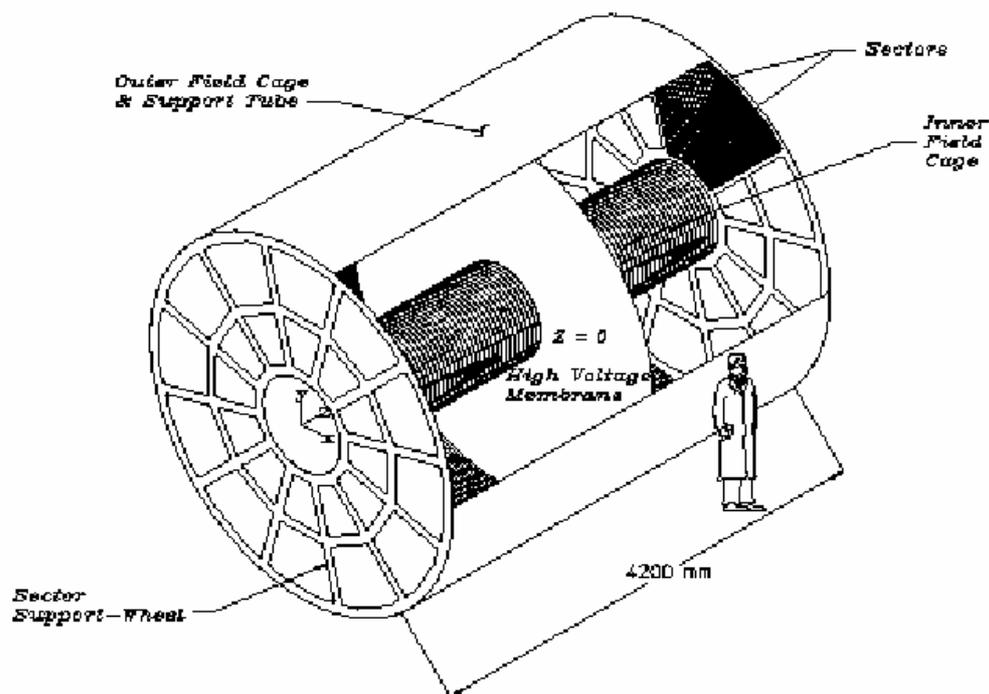


图3.2 STAR的时间投影室
Fig3.2 STAR Time Projection Chamber

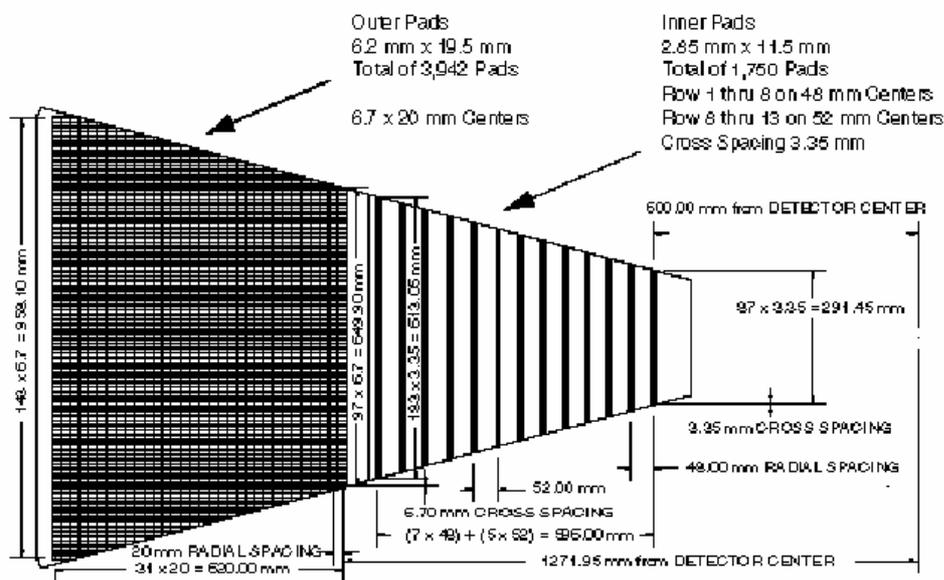


图3.3 时间投影室的读出系统
Fig3.3 The TPC Pad Plane

图3.3所示为时间投影室的接收条形状和读出系统的分布。时间投影室上总共有24个读出区，每边各12个。这些读出区又被分为很多小的读出片。总共有136,606个读出片。每个读出区又被分为两个部分，上部为32排读出片，下部为13排读出片。总共为45个读出排。因此，当带电粒子穿过时间投影室时，最多有45个读出信号。上下两

个读出区的大小并不相同，这是由于下部的带电径迹比较多，因此下部的读出片的面积比上部的读出片的面积小。这样的设计可以保证即使当粒子的多重数很大时也能给出很好的粒子径迹分辨率。因此时间投影室下部的读出片的面积设计为 $2.85 \times 11.5 \text{ mm}^2$ 而上部的读出片的面积为 $6.2 \times 19.5 \text{ mm}^2$ 。相对应的上下两个读出区的读出系统也不相同。在上读出区，读出系统主要是一个多丝正比室(Multi Wire Proportional Chambers, MWPC) [3.15]，而下读出区是直接感应产生。在读出区前分布着两层丝，一层接地，一层加有高压，由于它们的距离比较短，因此场强很大。这样可以使漂移来的电子先雪崩放大然后再被接收。由接收到的信号可以测出粒子的漂移时间，然后根据漂移速度可以得到电离产生的点，将这些点重建以后，就可以得到带电粒子在时间投影室中的径迹。

在得到带电粒子的径迹后，可以计算出径迹的曲率半径，再结合磁场可以推出它的横向动量。又由它的出射角度，可以得到它的总动量。对于低动量的情况，粒子容易衰变而使时间投影室不能探测到。而在高的横动量时，各种粒子的电离损失的能量基本一致，因此时间投影室的横动量分辨范围对于 π ，K介子只能达到 $600 \text{ MeV}/c \sim 700 \text{ MeV}/c$ 。而对于质子和反质子只能达到 $1.0 \text{ GeV}/c \sim 1.1 \text{ GeV}/c$ 。因此，STAR谱仪需要飞行时间谱仪来增加它的粒子鉴别能力。由于STAR谱仪的覆盖面积很大，因此普通的时间飞行探测器（塑料闪烁体+光电倍增管的飞行时间探测器）造价太高。而新型的多层电阻板室的飞行时间探测器[3.16]可以满足这一要求。

3.4 束流-束流计数器

STAR谱仪的束流-束流计数器为环绕在束流管道的闪烁计数器，它的形状如图3.4所示。它左右对称的分布于时间投影室中心（作用点，Interaction Point）的两侧，距离为3.5m。束流-束流探测器覆盖的赝快度范围为 $3.3 < |\eta| < 5.0$ 。束流-束流探测器如图3.4所示分为外环和内环两部分。内环由小的等边六边形的闪烁体组成，外环则由大的等边六边形的闪烁体组成。大的六边形的闪烁体的边长为小的的四倍。在小环的中间标有“B”的空洞是留出供束流管通过，在空洞的四周有一个1cm厚的透明垫。整个小的等边六边形的闪烁体的外接圆的直径为9.64 cm。

束流-束流计数器为STAR谱仪的触发探测器，它主要用来为质子-质子的碰撞提供最小偏离的触发。在2002年的运行当中，只用标有1-18, 19, 22, 25-26 and 31-32标号的闪烁体工作。所用的触发是由左右两边的束流-束流计数器产生的信号提供的。闪烁体的信号经过波长位移光纤收集，分别耦合到光电倍增管上。可以分别提供径向的和方位角上的读出。这些光电倍增管产生的信号经过符合后，提供触发的信号。详细的触发方法和过程将在下一章数据的分析方法中讨论。

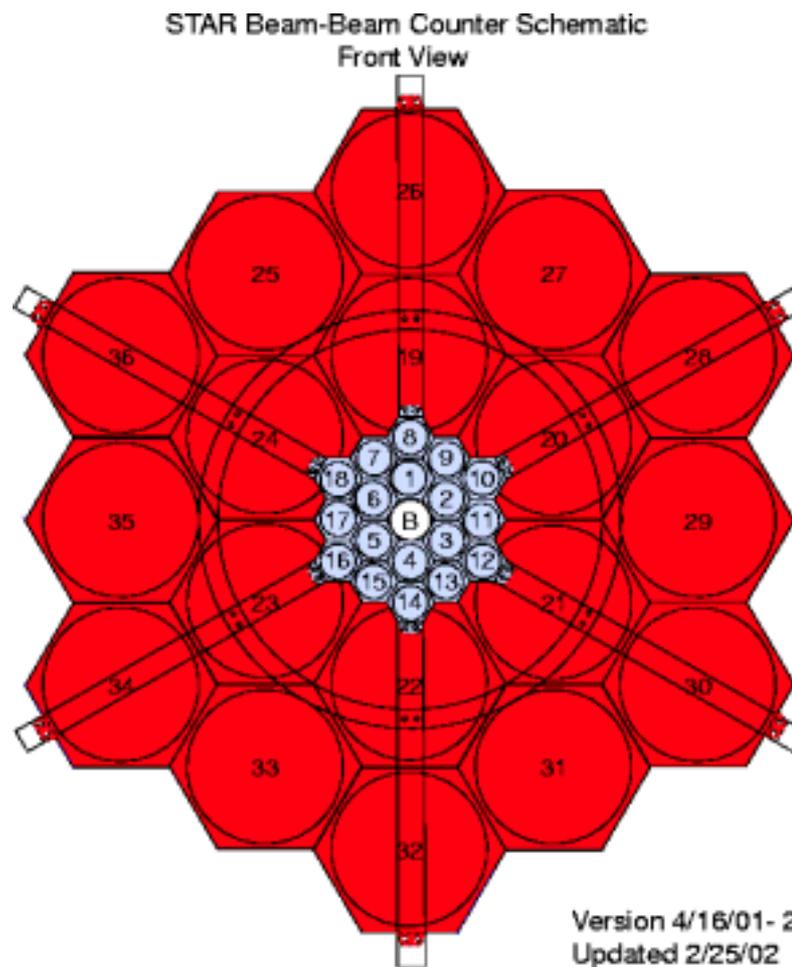


图3.4 束流束流计数器的示意图

Fig.3.4 The front view of beam beam counters schematic plot

3.5 多层电阻板室性能的研究

3.5.1 多层电阻板室

多层电阻板室(multi-gap resistive plate chamber, MRPC) 是一种新型的时间探测器。它的时间分辨好, 造价低, 很适合用于大面积的飞行时间谱仪的研制。因此 RHIC-STAR 谱仪准备使用它来建造飞行时间谱仪[3.17]。准备用来建造飞行时间谱仪探测器的多层电阻板室具有六个 $220\mu\text{m}$ 的间隙, 它同时拥有六个读出条, 每个读出条的面积约为 $60\times 32\text{mm}^2$ 。图3.5显示的为多层电阻板室的示意图。多层电阻板室主要由高压电极, 电阻板层, 气隙, 读出层和Mylar膜和框架组成。在固定的框架内, 最外面的为两个读出层, 读出层由上下两个印刷线路板构成, 它们上面分别镀上金的感应电极。高压层在读出层的里面, 它为一层石墨胶带, 上面加上了几千伏的高压。为了防止高压层和读出层之间短路, 读出层和高压电极之间加上了一层绝缘的Mylar膜。在高压层的里面为五块电阻板层, 它们由 0.7mm 厚的玻璃构成, 它们中间夹着细的鱼丝, 来维持恒定的间距。整个室被五块电阻板层分为六个 $220\mu\text{m}$ 的气隙。气隙中充

入 SF_6 ， C_4H_{10} 和 F_{134}A 的混合气体。它们的体积比例为1:1:18。

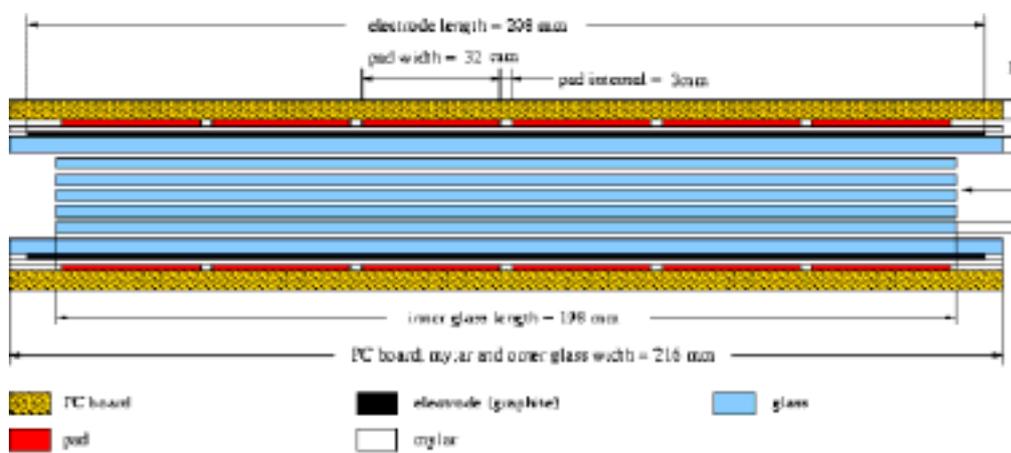


图3.5 多层电阻板室的示意图

Fig3.5 Multi-gap Resistive Plane Chamber

MRPC的工作原理和传统的气体探测器有些类似。高压层上的高压形成一个平行电场。而五块电阻板层不与高压层连接，悬浮在电场中。当粒子穿过室时，在中间的气隙中发生电离，产生原初电离粒子。由于我们所加的高压很高，因此在气隙中间的电场的作用下，原初电离粒子在很短的距离就可以发生雪崩电离，从而达到电子倍增的效果。整个MRPC的主要工作区基本为正比雪崩放电区。各个间隙内雪崩放电产生的电子沿电场漂移，最终被电阻板层所阻断。由于充入的为混合的重气体，因此在探测器中，原初电离约为100cluster/mm。由于原初电离符合Poisson统计分布，因此我们可以得到在贴近电阻板层的几十个 μm 的区域发生原初电离的几率是接近98%。因此MRPC的探测效率接近百分之百。由于电阻板层是由玻璃构成，它在高压下有类半导体的属性，它的电阻值很高，体电阻一般在 $10^{11}\sim 10^{12}$ 欧姆，并且电阻板在电场中处于悬浮电位，这样就能保证对电磁场的传播是基本透明的。因此雪崩电离的粒子可以靠电磁感应把信号局域地传递给相应的读出信号，速度非常快。这样影响MRPC时间分辨的因素主要为最初几个原初电离粒子在气隙中位置的晃动。由于MRPC的气隙只有几百个 μm ，因此电子的漂移距离非常小，造成的时间的晃动很小。因此MRPC的时间分辨也非常的高。

3.5.2 MRPC的宇宙线测试系统

3.5.2.1 宇宙线望远镜系统

宇宙线望远镜系统的原理简图如图 3.6 所示：对于长度一定的塑料闪烁体，如果荧光在闪烁体中的传输是均匀的，则荧光在闪烁体内向两端传输的时间之和应为常数。即尽管宇宙线 μ_1 、 μ_2 在闪烁体1, 2上的击中位置不同，它们产生的荧光到达光电倍增管PMT1、PMT2以及PMT3、PMT4的时间之和晃动很小，利用塑料闪烁体

中荧光传输时间和的确定性 我们可以给出一个时间分辨很小的参考时间。假设 PMT0 产生的信号到达 TDC 的 START 端的时间为 T_0 , PMT1、PMT2、PMT3、PMT4 和 MRPC 的某个读出条产生的信号到达 TDC 的 STOP 端的时间分别为 T_1 、 T_2 、 T_3 、 T_4 和 T_m 。则我们在 TDC 的四个通道上分别测到以 PMT0 为时间起始的时间量为 T_{10} 、 T_{20} 、 T_{30} 、 T_{40} 和 T_{m0} :

$$\begin{aligned} T_{10} &= T_1 - T_0 & T_{20} &= T_2 - T_0 \\ T_{30} &= T_3 - T_0 & T_{40} &= T_4 - T_0 \\ T_{m0} &= T_m - T_0 \end{aligned} \tag{Fun3.1}$$

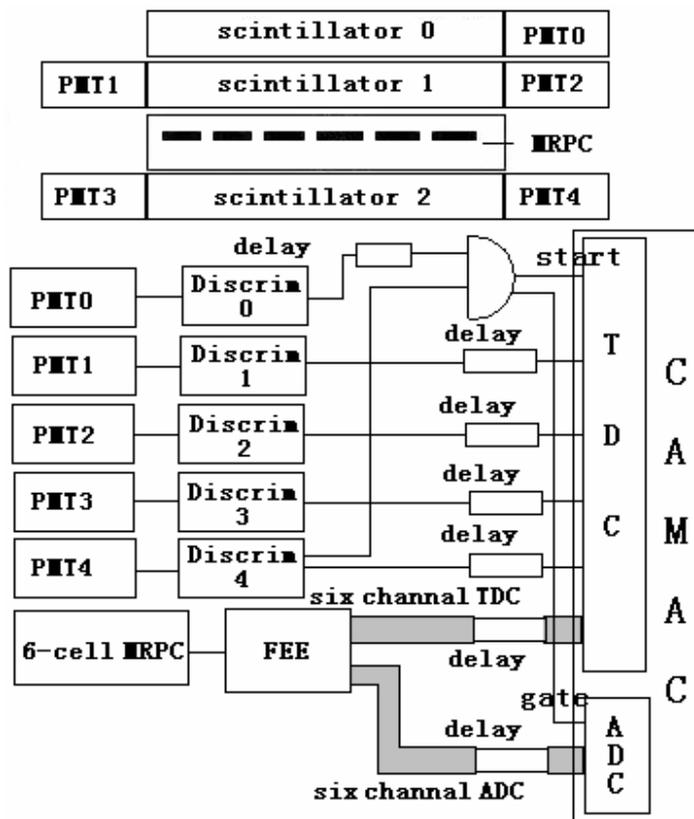


图 3.6 宇宙线望远镜系统的原理简图

Fig3.6 The block diagram of cosmic test system

离线分析时，对测量得到的时间量 T_{10} , T_{20} , T_{30} , T_{40} , T_{m0} 逐个进行组合,得到组合的测量量 :

$$\begin{aligned} S_{12}(T) &= T_{10} + T_{20}, \\ S_{34}(T) &= T_{30} + T_{40}, \\ D(T) &= S_{12}(T) - S_{34}(T) \\ T_{mm} &= T_{m0} - (S_{12}(T) + S_{34}(T))/4 \end{aligned} \tag{Fun3.2}$$

Fun3.2 式中的 $S_{12}(T)$, $S_{34}(T)$ 用 (Fun3.1) 式包含着 T_0 的观测量带入，可以得到

$$T_{mm} = T_m - \{(T_1 + T_2) + (T_3 + T_4)\} / 4 \tag{Fun3.3}$$

T_{mm} 是消除了 T_0 影响后的含有 MRPC 真正时间信息 T_m 的分布。将逐个事例的

T_{mm} 作统计分布，其方差：

$$\frac{2}{T_{mm}} = \frac{2}{T_m} + \left(\frac{2}{T_{1+T2}} + \frac{2}{T_{3+T4}} \right) / 16 \quad \text{Fun3.4}$$

其中 $\frac{2}{T_{1+T2}} + \frac{2}{T_{3+T4}}$ 可根据误差传递公式由 $D(T)$ 得到。由 Fun3.2 立了一个不包含 T_0 的精度更高的标定 MRPC 的参考时间。

3.5.2.2 荧光传输的均匀性

由于我们采用了塑料闪烁体两端读出，取时间平均的方法来消除由于入射位置的不同带来的时间晃动。这要求我们所用的塑料闪烁体具有均匀的荧光传输特性。为此，我们用 ^{22}Na 沿塑料闪烁体的长度方向进行了扫描。测量了不同位置的荧光到达两端光电倍增管 PMT1，PMT2 的时间 t_1 ， t_2 。

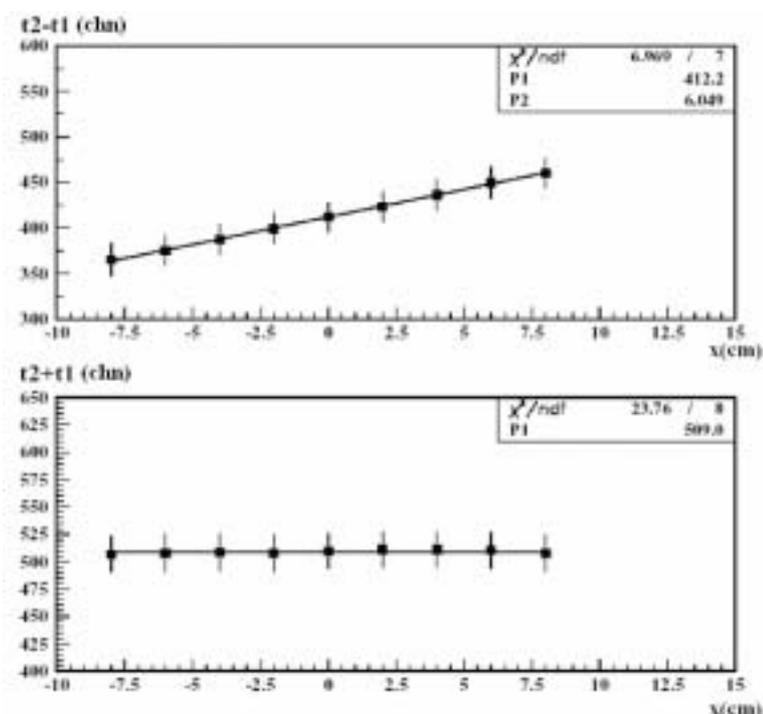


图 3.7 荧光在塑料闪烁体中的传输时间

Fig3.7 The fluorescence photon transport time

我们扫描的晶体大小为 $210 \times 50 \times 20\text{mm}^3$ ，长度为 210mm。扫描位置从 PMT2 向 PMT1 的移动，因此荧光光子到达 PMT2 的时间越来越长，而到达 PMT1 的时间越来越短。从图 3.7 可以看出，PMT1 和 PMT2 的时间差(t_2-t_1)为线性上升。我们采用的 TDC 为每道 53ps，因此可以得到(t_2-t_1)每厘米增加 300ps。由于每向 PMT1 移动一个厘米， t_1 减少而 t_2 增加，因此可以得到荧光在晶体内的传输时间为 150ps/cm。同时实验结果显示 (t_1+t_2) 为一常数。这表明晶体的荧光传输均匀性很好。

3.5.2.3 触发起始时间 T_0

虽然整个测量系统的起始时间 T_0 在离线数据处理时会被扣除，但整个符合逻辑是

由 PMT0 和 PMT4 经过符合电路给出，因此若 T_0 的时间晃动较大，会影响整个系统的时间分辨。根据扫描的结果，假设宇宙线事例均匀分布在长为 210mm 的塑料闪烁体上，造成的传输时间晃动可达到 1~2ns。为此我们采用了嵌入波长位移光纤的塑料闪烁计数器来产生 T_0 [2]。如图 3.8 所示：在 $210 \times 50 \times 20\text{mm}^3$ 塑料闪烁晶体上均匀的嵌入了 11 根长度一致的波长位移光纤，由于宇宙线在闪烁体中产生的荧光会被其附近的波长位移光纤吸收，再将其转换成波长利于光电倍增管转换的光子。因此荧光光子到达光电倍增管的时间基本一致，不会因为宇宙线入射的位置不同而变化。通过这一方法可以有效消除宇宙线击中位置的不同造成的时间晃动。

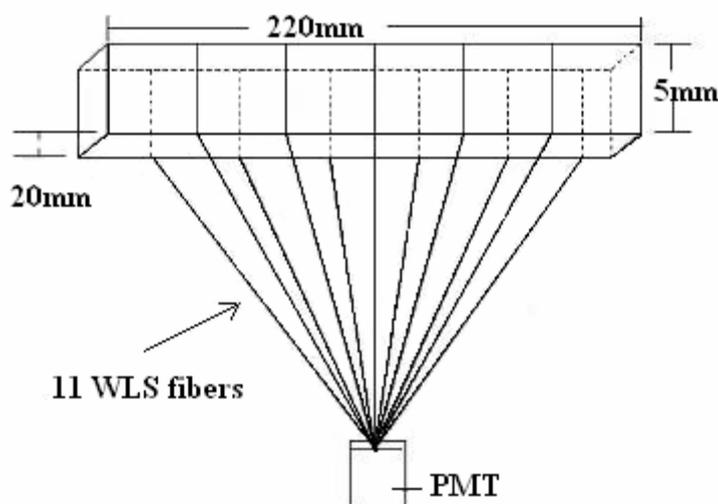


图 3.8 嵌入波长位移光纤的长塑料闪烁体

Fig3.8 The long scintillator embedded with Wave-Length Shift Fiber

3.5.2.4 . 测量系统的时间分辨

图 3.9 为 $S_{12}(T)$, $S_{34}(T)$, $D(T)$ 的分布。由误差传递公式，参考时间的分辨为：

$$\text{refer} = 25.8 \times 13.78 / 4 = 88.9\text{ps}$$

对于 MRPC 进行测量时，由于每个读出条所对应的宇宙线事例，会相对集中，因此参考时间的分辨会进一步提高到 72ps 左右[4]。

对于 $S_{12}(T)$, $S_{34}(T)$ 的分布，由误差传递公式可知它们的时间分辨分别为：

$$^2 S_{12}(T)/2 = 1/4 (^2_{T_1} + ^2_{T_2}) + ^2_{T_0}$$

$$^2 S_{34}(T)/2 = 1/4 (^2_{T_3} + ^2_{T_4}) + ^2_{T_0}$$

T_1, T_2, T_3, T_4 的时间分辨在 100~200ps 之间[3]，因此可以估出起始时间 T_0 的时间分辨为：

$$\sigma_{T_0} \approx 1/2 \times (30.93 + 30.16) \times 25.8 = 770\text{ps}$$

同没有加光纤的结果比较可知，通过嵌入波长位移光纤，可以大大提高 T_0 的时间分

辨，有效抑制偶然符合。

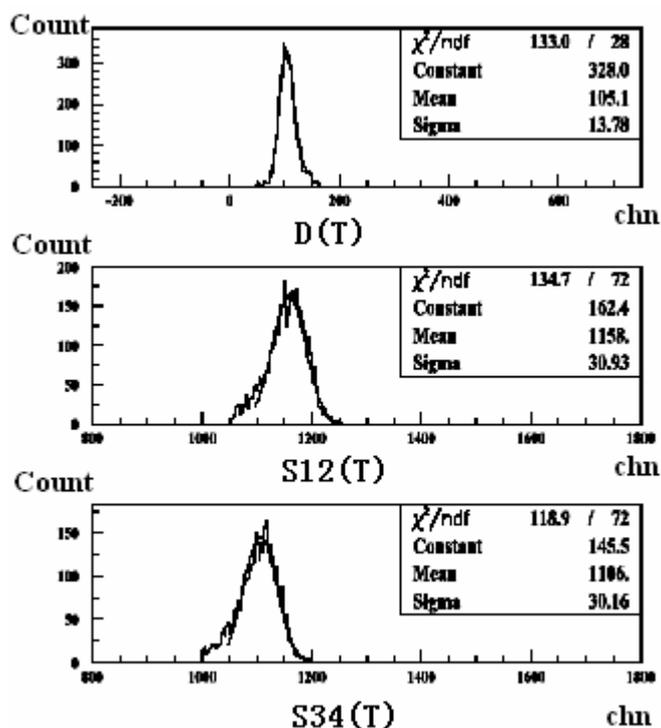


图 3.9 D(T) , S₁₂(T) , S₃₄(T)的时间分布
Fig 3.9 The distribution of D(T) , S₁₂(T) , S₃₄(T)

3.5.3 多层电阻板室的性能测试

3.5.3.1 . 多层电阻板室的时间分辨

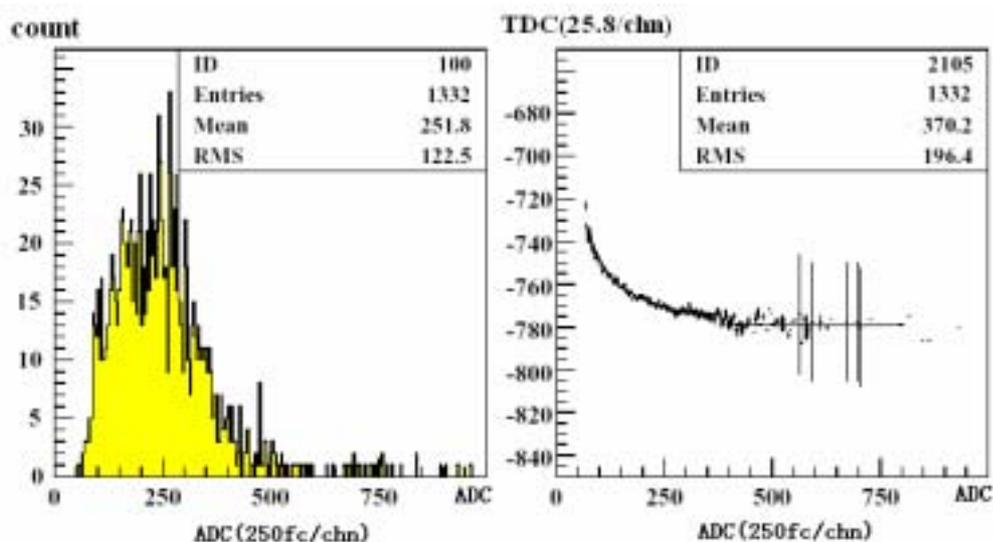


图 3.10 多层电阻板室的幅度谱及时间和幅度的关系
Fig3.10 The ADC spectra and the relation of TDC with ADC

我们对用于建造飞行时间谱仪其中一个tray的20个多层电阻板室进行了测量研究。多层电阻板室的工作高压设为-14500V 气体的成分为5% C₄H₁₀, 5% SF₆, 90%

F₁₃₄A (C₂H₂F₄)。

为了能够有效的压制噪声和感应信号对性能的影响,我们对宇宙线事例进行了一定的筛选。要求事例必须满足:1)对于每个宇宙线事例四个光电倍增管必须都具有信号;2)对于每个宇宙线信号,室的信号必须同时具有时间和幅度的信号;3)所测的室的读出条的信号必须是六个读出条中最大的。通过这样的选择方法,我们可以得到多层电阻板室的幅度谱以及时间和幅度的关系。结果如图3.10所示:

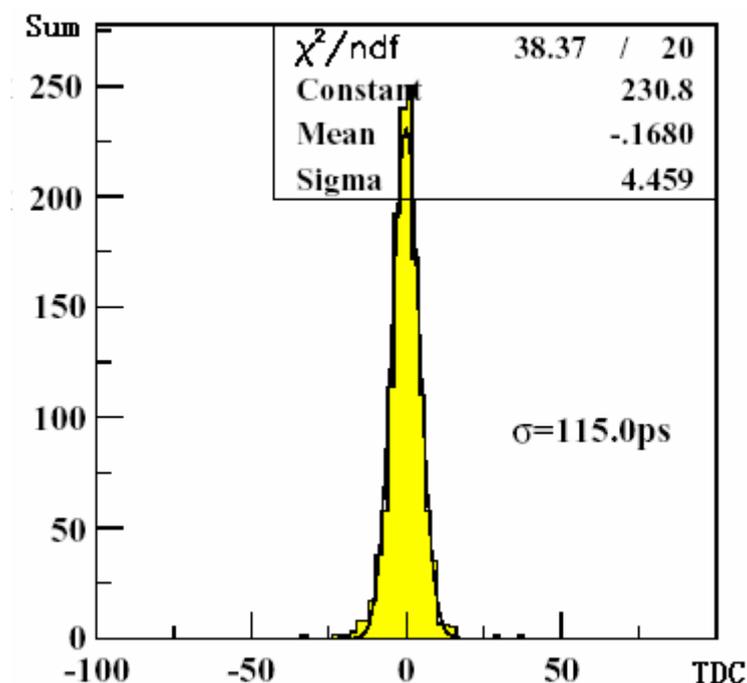


Fig3.11 The time resolution of MRPC after ADC correction

图 3.11 幅度修正后的多层电阻板室的时间分辨

多层电阻板室的时间和幅度的关系可以用函数进行拟和得到。本文采用一个六次的多项式和一个常数对它进行分段拟合。对于ADC道数小于400道以下的计数采用的是六次多项式进行拟合而对于大幅度的信号(>400)采用的是常数项拟合。经过修正后的时间分布如图3.11所示,它的时间分辨为 $\sigma_{Tmm}=115.0ps$ 。扣掉参考时间的分辨(72.2ps)以后可以得到多层电阻板室的时间分辨约为89.5ps。

3.5.3.2 . 多层电阻板室的探测效率

由于多层电阻板室的测试系统没有寻迹功能,因此不能对各个读出条进行效率的探测。但是可以对整个多层电阻板室的探测效率进行测量。整个多层电阻板室的探测效率定义为整个多层电阻板室的响应计数和宇宙线计数的比率。

如图 3.12 所示,在不同的工作高压下,多层电阻板室的探测效率不同。当高压达到-15000V 时,探测效率基本达到饱和。由于宇宙线的触发面积要大于多层电阻板室的接收面积,因此测到的探测效率要小于 100%。

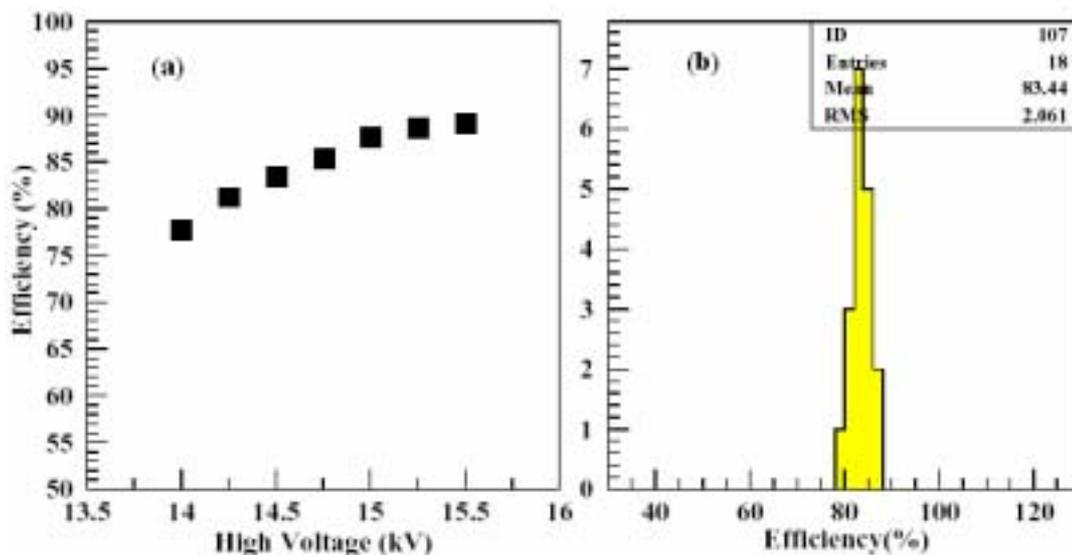


图 3.12 多层电阻板室的整体探测效率

Fig3.12 The Whole detector efficiency of MRPC

为了能够测量多层电阻板室的实际效率并对每个读出条的效率进行测量。我们可以模拟多层电阻板室对触发宇宙线的接收度，然后用其进行标定。从而测量各个读出条的实际探测效率，研究其探测效率的均匀性，我们用软件模拟了宇宙线在每个读出条的 MRPC 上的分布。模拟时，选择宇宙线的分布正比于 $\cos^2\theta$ ，其中 θ 为天顶角。

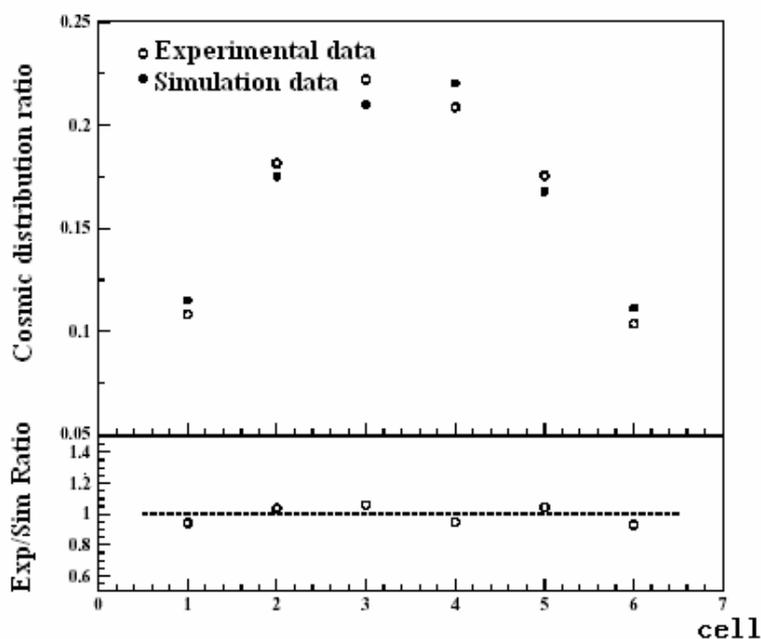


图 3.13 宇宙线在多层电阻板室上的分布

Fig3.13 The distribution of cosmic in MRPC

蒙特卡洛模拟的结果表明这套宇宙线测量系统 MRPC 的探测面积为触发面积的 91%，因此只有 91% 宇宙线触发事例实际击中在 MRPC 上。实验结果表明，对于工作在 ± 7250 伏高压的 MRPC 的整体探测效率为 84%。通过模拟结果进行修正可以得到，在这

一工作高压下，MRPC 的实际探测效率为 92.3%。同样借助模拟，我们可以分别测量六个读出条的探测效率。如图 3.13 所示，从模拟可以得到宇宙线事例在各个读出条上的分布比例。把它和实验所测到的分布比例进行比较。就可以得到各个读出条的探测效率。实验结果表明，模拟和试验所得到宇宙线事例比例的比值基本在 1 附近。这表明 MRPC 的各个读出条的探测效率是均匀的，都在 92%左右。

3.5.3.3 . 串扰信号对时间分辨的影响

在多层电阻板室上，一个读出条的大信号会在附近的读出条上感应生成信号。由于测试系统可以对六个读出条（读出条）同时进行测量，因此可以研究六个读出条之间相互感应的信号对多层电阻板室性能的影响。表中3.2中所列的为在读出条2上被其余五个读出条串扰生成的信号。如表3.2所列，读出条2中的信号中有12.4%来自于其余五个读出条的大信号的串扰。其中35%来自于读出条1，44%来自于读出条2，5%来自于读出5，5%来自于读出条6。当把这些感应的信号混入真实的信号中时，时间分辨由89.7ps 变为 97.3ps。

表3.2 读出条2上的感应信号

Table3.2 The cross talks on cell2

Ratio of cross talk to real signals on cell2	From cell1	From cell3	From cell4	From cell5	From cell6
12.4%	35%	44%	11%	5%	5%

3.6 多层电阻板室飞行时间谱仪的模拟研究

3.6.1 模拟软件的基本框架

多层电阻板室飞行时间谱仪的模拟软件主要由三部分组成；飞行时间谱仪的几何及材料描述，径迹重建和多层电阻板室的响应。在STAR谱仪的模拟中，材料的几何描述以及物理过程是通过GSTAR(GEANT for STAR)软件来实现的，产生器使用的是HIJING (Heavy Ion Jet Interaction Generator)产生器。这种产生器已经在第二章中做过介绍。从产生器中出来的粒子经过时间投影室的模拟软件重建可以得到一系列的径迹，而利用GSTAR软件，我们可以模拟这些粒子在飞行时间谱仪上所发生的作用。

图3.14显示了整个模拟软件的框架。我们首先要将时间投影室模拟得到的径迹和飞行时间谱仪的 Geant信息联系起来。这是通过将这些径迹延伸，然后计算它们分别在飞行时间谱仪上的击中位置。然后再在位置的附近寻找和它相应的Geant信息。由于飞行时间谱仪必须有一个起始时间，因此对于次级衰变的粒子，我们用飞行时间谱仪就无法鉴别。我们只能在时间投影室的径迹中挑选原初的径迹(Primary Track)。对于这些径迹，我们设定一定的对应原则(match law)，符合这种对应原则的Geant信息就和径迹组合在一起。利用多层电阻板室的响应模拟软件，可以由Geant信息模拟出粒

子击中时，多层电阻板室的响应时间和信号幅度。这样由时间投影室的径迹所带的动量信息，以及飞行距离，我们就可以对粒子实行鉴别。由于最初时，多层电阻板室的响应模拟还不是很完善，我们只是做了简单的近似，仅利用多层电阻板室测得的时间分辨 $\sim 80\text{ps}$ ，来做一个简单响应。

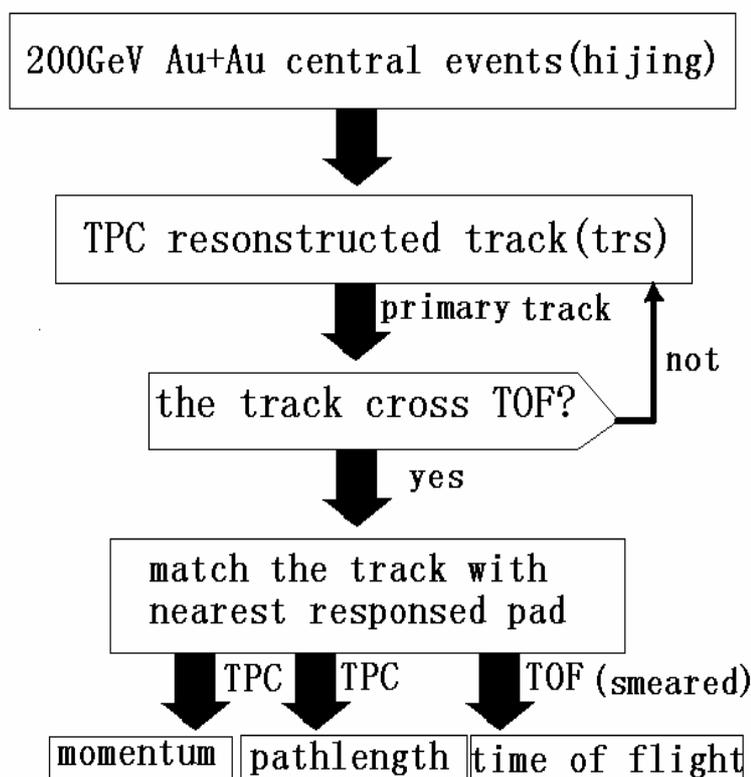


图 3.14 飞行时间谱仪的模拟软件框架
Fig3.14 The Full MRPC-TOF simulation structure

3.6.2 对应原则(match law)

时间投影室的径迹和多层电阻板室响应信号的对应原则(match law)是由它们之间的方位角方向上的距离决定的。我们定义方位角方向上的距离为时间投影室的径迹延伸到飞行时间谱仪的位置和 Geant 的模拟点之间的距离在方位角方向上投影。由于带电粒子在时间投影室中会产生电离损失，因此会和理想的螺旋线有所偏离。因此不能简单将径迹延伸。由于时间投影室对每个点的纪录是准确地，因此我们先是找到这条径迹在时间投影室中最后一个点，然后再从这个点出发，用螺旋线模型进行延伸。时间投影室中径迹的具体重建方法将在下一章中作介绍。

如图 3.15 所示，方位角方向上的距离 $\Delta x = |s_1 - s_2|$ ，其中 s_1 为读出条的中心在方位角方向的坐标。我们选择 Δx 最小的点作为时间投影室的径迹的对应点，将其的 Geant 信息和径迹的信息放在一起。Fig3.16 所示的为方位角方向上的距离的分布，可以看出，这一距离的分布主要从 $-1.75 \sim 1.75$ ，正好符合一个读出条的宽度。同时还可以看出，

这一分布的在边缘很陡,这表明时间投影室的径迹飞出时间投影室后受到探测器支架等材料的影响很小。在-1.75~1.75 范围的内的计数占整个计数的 90%,因此,符合的效率为 90%。

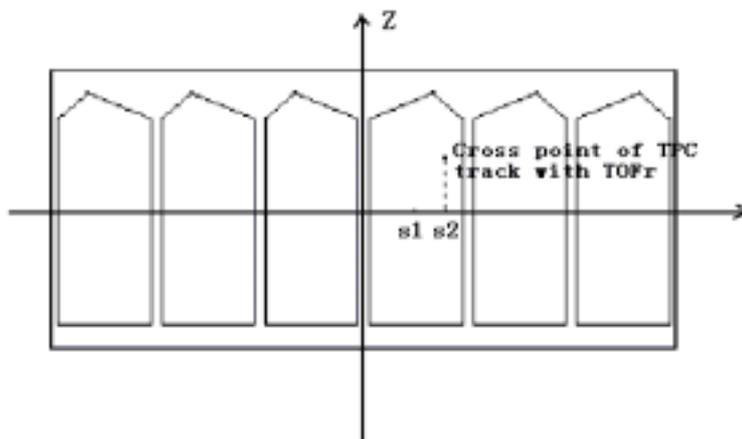


图 3.15 对应原则的方位角距离
Fig3.15 Match distance in match law

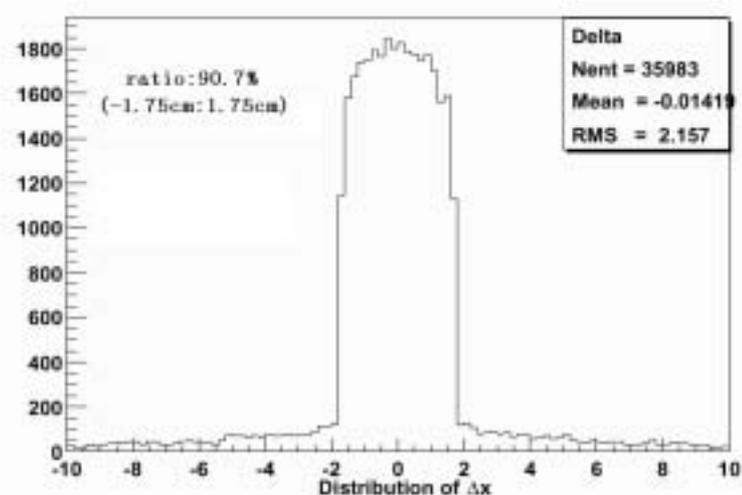


图 3.16 方位角距离的分布
Fig3.16 The Distribution of match distance

3.6.3. MRPC-TOF 的侵占率

多层电阻板室的飞行时间谱仪由于造价低,因此可以拥有很多的接收单元。在高能的核-核碰撞中,粒子的多重数很多,因此当接受单元多时,一个接收单元被一个以上的粒子击中的可能性很低。这种性能定义为侵占率(occupancy)。它定义为整个探测器在一个事例中被径迹击中的读出条在所有读出条中的比率。整个飞行时间谱仪的读出条有 10,000 多个,由模拟可知,在 200GeV 的 Au-Au 的中心碰撞中,飞行时间谱仪上有多少个读出条是被多个径迹击中。表 Table3.3 所列的为不同击中数的读出条在所有读出条中的比率。可以看出,单个击中的读出条只占 7%,而多个击中的读

出条为 0.7%。在所有被击中的读出条中，有 8% 的读出条具有多个 Geant-Hit。由于多层电板室的信号会向附近的读出条感应，因此把这种因素放进模拟中，可以得到有 10% 的读出条有一个或一个以上的 Geant-Hit。因此，从模拟我们可以得到多层电阻板室的飞行时间谱仪的侵占率小于 10%。在边缘碰撞时，这个值将更小。

表 3.3 飞行时间谱仪上的 Geant Hits 分布

Table 3.3 The Geant Hits on TOF

Hit Number	Ratio(%)
No Hits	92.4
One Hits	6.9
Two hits	0.63
Three hits	0.04

3.6.4. MRPC-TOF 的粒子鉴别能力

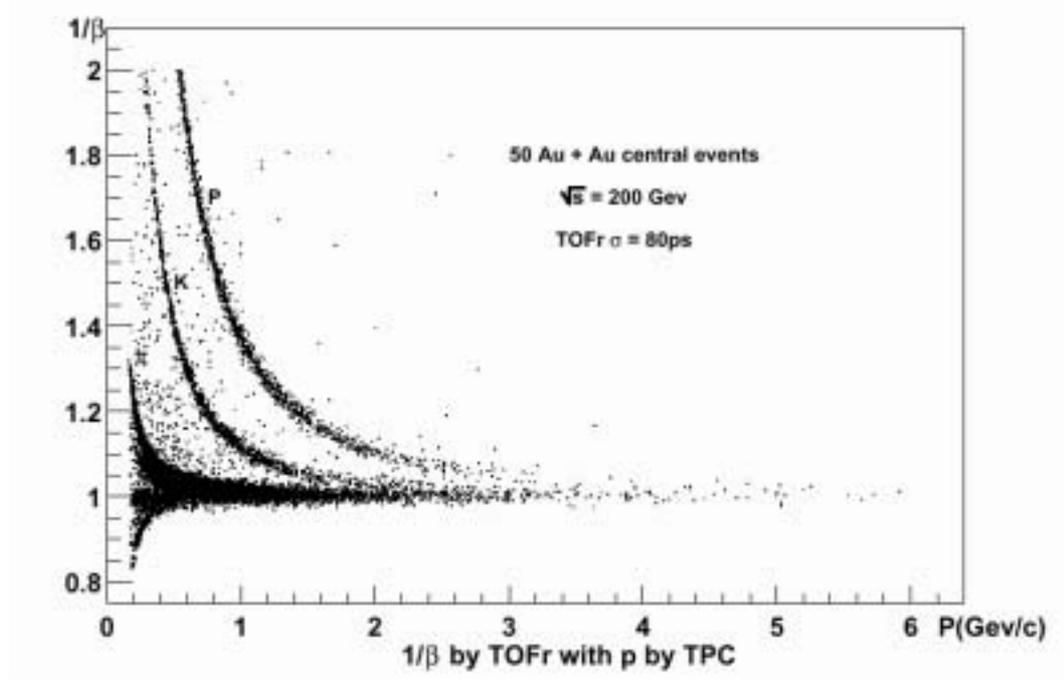
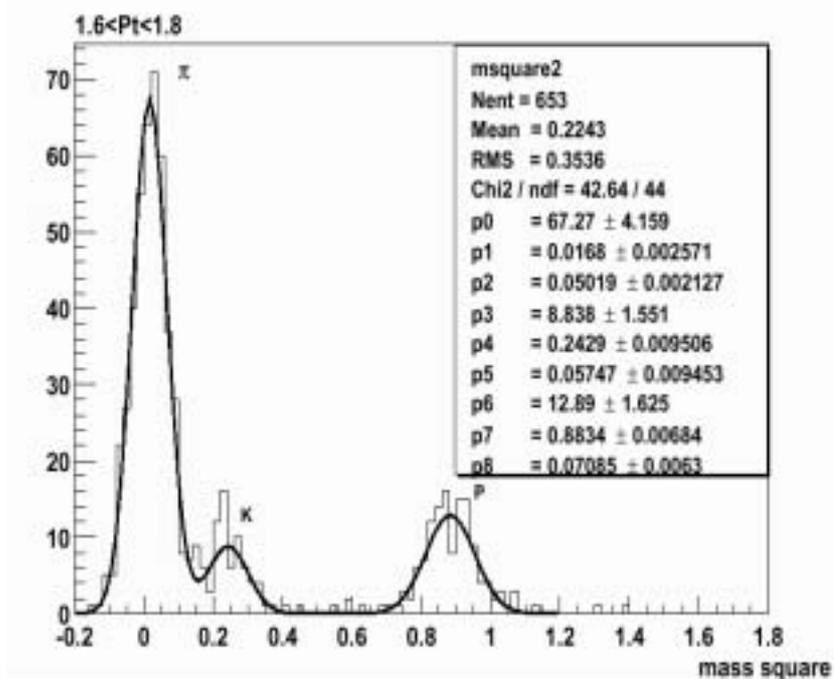


图 3.17 MRPC TOF 的粒子鉴别

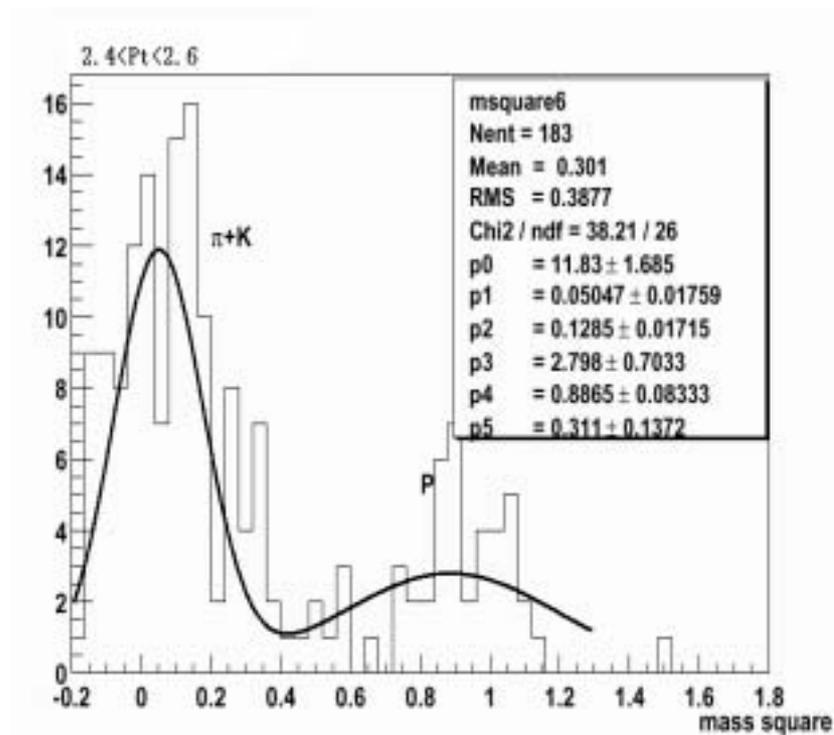
Fig3.17 The PID of MRPC TOF

多层电阻板室的飞行时间谱仪有着很好的时间分辨率，因此可以将整个 STAR 的粒子鉴别能力提高到一个很高的范围。根据测量得到的 MRPC 的时间分辨 $\sigma=80$ ps，对 MRPC-TOF 的粒子鉴别能力的模拟结果显示在图 3.17、3.18 中。图 3.17 为模拟得

到的在 200 GeV 的 Au-Au 的中心碰撞中, 速度的倒数和动量的关系。从这张图中可以看出, MRPC-TOF 是一个比较清晰的探测器, 能够很清楚的看到 π 介子, K 介子以及质子和反质子。并且在很高的动量下, 粒子的鉴别依然很好。



a) P_T cut 1.6~1.8 GeV/c



b) P_T cut 2.4~2.6 GeV/c

图 3.18 不变质量平方的分布图

Fig3.18 The Mass square Spectrum

从横动量截断在 1.6~1.8GeV/c 的粒子的不变质量平方的分布谱 (图 3.18(a)) 可以看出 MRPC-TOF 对于 π 介子, K 介子的鉴别能力可以达到 1.7GeV/c 以上。而从横动量截断在 2.3~2.5GeV/c 的不变质量平方的分布谱 (图 3.18(b)) 中则可以看出, 对于 K 介子和质子 (反质子), 鉴别能力可以达到 2.4GeV/c 以上。这将鉴别几乎所有 Au-Au 碰撞产生的质子。

3.6.5. MRPC-TOF 对共振态寻找的贡献

第一个共振态是在 1960 在气泡室中发现的 $\Sigma(1385)$ 。共振态一般寿命都很短, 容易发生衰变。在高温高密的夸克胶子等离子体中, 共振态的束缚形式会发生改变, 从而探测到的共振态的不变质量和寿命也不同。这对于我们探寻质量的起源和夸克禁闭有着重要的意义。同时, 共振态的产额, 不变质量和寿命等观测量可以帮助我们证实夸克胶子等离子体是否已经形成, 并研究它的一些性质, 例如夸克胶子等离子体的寿命, 温度等。

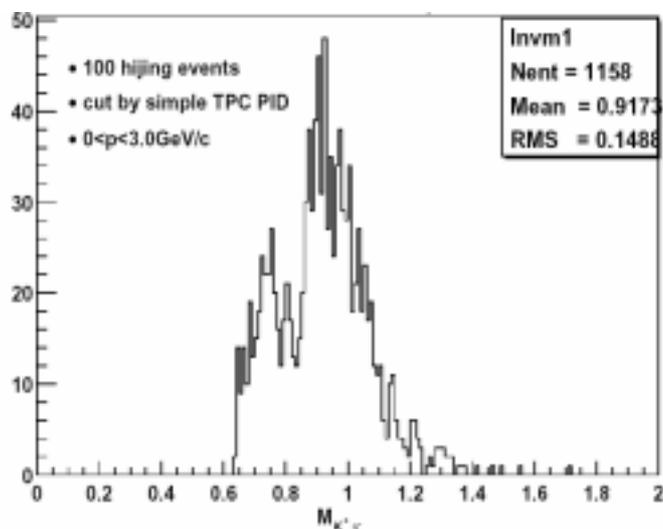
共振态的发现往往和新的探测器的发明相联系的, 第一个共振态的发现就是因为气泡室的成功运用。因此。新的探测器技术为我们寻找和研究共振态提供很大的帮助。现在 RHIC-STAR, 共振态的寻找和研究主要是通过事例混合的方法(mixture event)来完成的。在共振态的重建当中, 本底主要来自于两个方面, 一个是重建过程中非关联的径迹造成的本底, 另一个是由于粒子鉴别能力比较低, 将其它的衰变粒子产生的关联的径迹误判成该共振态的衰变径迹。在 RHIC-STAR, 通过事例混合的方法可以将非关联的径迹造成的本底扣除, 但是由于时间投影室的粒子鉴别能力比较低, 因此有很多第二种原因造成的本底。我们可以通过模拟来研究 MRPC 的飞行时间谱仪对第二种本底的扣除的贡献。

表 3.4 各种衰变粒子的主要衰变道

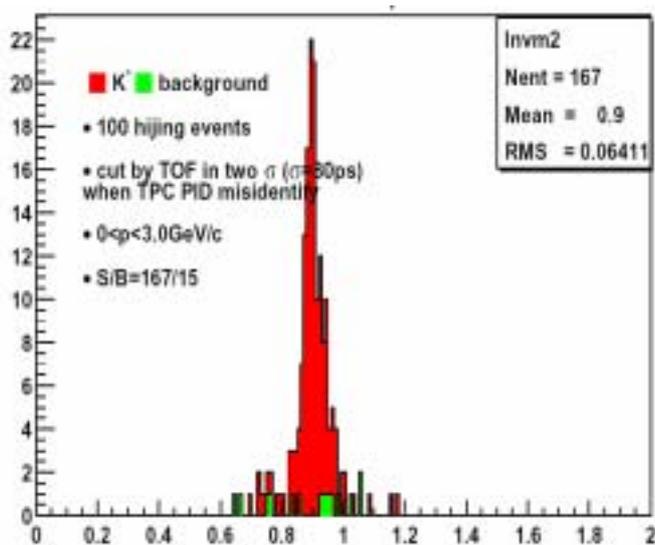
Table3.4 The list of decay channels of short lifetime particles

$\rho \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$\Delta \rightarrow N \pi$
$K^* \rightarrow K \pi$	$\phi \rightarrow K^+ K^-$
$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	$\Lambda \rightarrow p \pi$
$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- (\eta)$	$\Lambda(1520) \rightarrow p K^-$
$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	$\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda \pi$
$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	

表 Table 3.4 所列的为所有可以原初衰变并含有两条子径迹的粒子，其中这两条子径迹一条带正电荷，另一条带负电荷。由于这些粒子在原初顶点就可以衰变，因此无法用拓扑的方法将其重建出来。



a)TPC 挑选后 $K^+\pi^-$ 的不变质量谱
a)The invariant mass of $K^+\pi^-$ by TPC cut



b)TPC+TOF 挑选后 $K^+\pi^-$ 的不变质量谱
b)The invariant mass of $K^+\pi^-$ by TOF cut

图 3.19 $K^+\pi^-$ 的不变质量谱

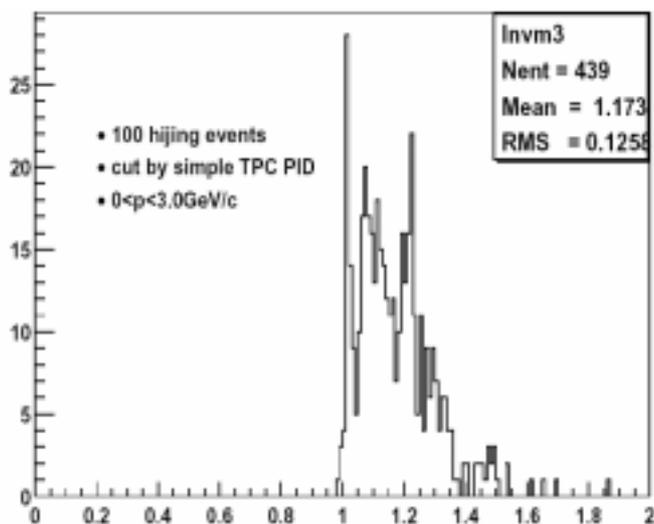
Fig3.19 The invariant mass of $K^+\pi^-$

我们首先研究 $K^*(890)$ ，从表 Table 3.4 可知， $K^*(890)$ 主要的衰变道为一个 K^+ 介子和一个 π^- 介子。由于时间投影室只能鉴别 K/π 的横动量到 $700\text{MeV}/c$ 而 K/P 到 $1\text{GeV}/c$ 。因此对于横动量大于 $700\text{MeV}/c$ 的 π^+ 介子和大于 $1\text{GeV}/c$ 的质子就会被误判为 K^+ 介子，而横动量大于 $700\text{MeV}/c$ 的 K^- 介子和反质子就会被误判为 π^- 介子。图 3.19a) 显示的为仅用时间投影室来做 $K^*(890)$ 重建时的不变质量谱。图中不含有前面所述的第一种非关联径迹造成的本底。可以看出由于其余的短寿命粒子的衰变径迹的影响，

几乎看不到 $K^*(890)$ 的不变质量峰。

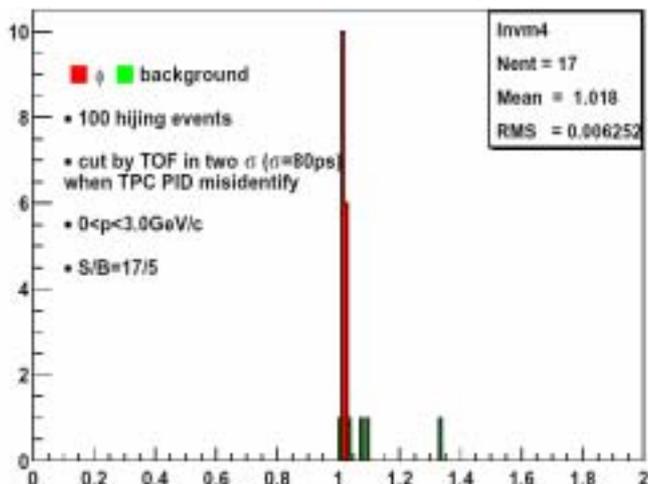
如果我们加上飞行时间谱仪的粒子鉴别，做同样的不变质量分布。结果显示在图 3.19b) 上。可以看出，有了飞行时间谱仪后，可以清楚地看到 $K^*(890)$ 的不变质量峰，而且其余短寿命粒子造成的本底只占不到 10%。

对于 ϕ 介子我们也可以做相似的研究，结果显示在图 3.20 中。研究表明，有了飞行时间谱以后，在共振态的重建过程中，可以有效的压制第二种本底。同时由于我们有了很好的粒子鉴别，对于高横动量的共振态的寻找以及一些长寿命的共振态（如 Ω ）的寻找有着极大的帮助。



a) TPC 挑选后 K^+K^- 的不变质量谱

a) The invariant mass of K^+K^- by TPC cut



b) TPC+TOF 挑选后 K^+K^- 的不变质量谱

b) The invariant mass of K^+K^- by TOF cut

图 3.20 K^+K^- 的不变质量谱

Fig3.20 The invariant mass of K^+K^-

3.7 结论

本章介绍了 RHIC 对撞机和 STAR 谱仪的一些主要性能和参数，同时重点介绍

了在博士工作期间对多层电阻板室 (MRPC) 及 MRPC-TOF 的研究。这部分的内容包括 MRPC 的宇宙线测量装置及测量结果, MRPC-TOF 的模拟等。结果表明, MRPC 的宇宙线测量装置可以达到 70ps 左右的时间分辨和 1000/hour 的宇宙线计数率, 满足了 MRPC 的测量和研究的要求。同时研究表明, 在宇宙线的测量下, MRPC 的时间分辨可以达到 80ps 左右, 探测效率大于 90%, 满足了建造飞行时间谱仪的需要。初步建立了 MRPC-TOF 的模拟软件, 通过初步模拟表明, MRPC-TOF 在 200GeV 的中心金核-金核碰撞中 π 介子, K 介子的鉴别能力可以达到 1.7GeV/c 以上, 对于 K 介子和质子 (反质子), 鉴别能力可以达到 2.4GeV/c 以上。整个飞行时间探测器的侵占率小于 10%。这些性能将有利于我们寻找和研究新的物质形态-夸克胶子等离子体。

Reference:

- [3.1] Tomas Roser, Nucl. Phys. A, 698, 23c-28c (2002)
- [3.2] The STAR Collaboration. "Conceptual Design Report for the Solenoid Tracker at RHIC." Technical report, STAR Collaboration, 1992.
- [3.3] K.H. Ackermann et al. Nucl. Phys., A661:681c, 1999.
- [3.4] M. Anderson et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:659, 2003.
- [3.5] R. Bellwied et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:640, 2003.
- [3.6] Proposal for a single tray of MRPC TOF for STAR, 2001-6
- [3.7] K.H. Ackermann et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:713, 2003.
- [3.8] M. Beddo et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:725, 2003.
- [3.9] C.E. Allgower et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:740, 2003.
- [3.10] Proposal of TOF for STAR collaboration
- [3.11] C. Adler et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 470:488, 2001.
- [3.12] A. Braem et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:720, 2003.
- [3.13] F. Bergsma et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:633, 2003.
- [3.14] L. Kotchenda et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:703, 2003.
- [3.15] M. Anderson et al. Nucl. Instrum. Meth. A, 499:659, 2003.
- [3.16] Cerr on Zeballos E et al. Nucl.Inst. & Meth. In Physics research, 1996, A374
- [3.17] Proposal for a single tray of MRPC TOF for STAR, 2001-6
- [3.18] HUANG Sheng-Li, Dept. of modern physics of USTC master thesis: "Research on the Test System & STAR-TOF's MRPC", 2001-11
- [3.19] HUANG Sheng_Li, LI Cheng, XU Zi_Zong et al. HEP&NP, 2003,27(2); 154-157(in Chinese)
- [3.20] X. N. Wang and M. Gyulassy, Phys. Rev. D 44,3501(1991)

第四章 分析方法

4.1 数据简介

本论文中分析的数据为STAR探测器从2001年底到2002年初所采集的200GeV的质子-质子对撞数据，运行时，磁场为0.5T [4.1]。数据为“最小偏置”的对撞数据 (Minimum Bias Data)，数据量约为一千三百万(13M)。

4.2 “最小偏置”触发

在 STAR 探测器中，“最小偏置”的触发对于 Au-Au 和质子-质子对撞是不同的 [4.2]。在 Au-Au 的碰撞中，“最小偏置”触发由零度角量能器来实现。而在质子-质子对撞中，“最小偏置”触发由束流-束流计数器来实现。

在 Au-Au 碰撞中，两个零度角量能器位于距碰撞点约为 18m 的位置。由于这两个探测器都位于 DX 磁铁的后面，因此碰撞产生的带电粒子都会被偏转出去而不会被探测到。如果两个 Au 核不发生反应，也会被偏转出去。因此，当两个零度角的量能器测量到因对撞产生的中性粒子和光子，或者探测到从碰撞的金核中被剥离出来的中子时，表示两个金的原子核发生了反应。但是由于库伦作用而发生的剥离也会使左右的零度角量能器产生信号。两个零度角量能器产生的信号包括一个时间信号和一个幅度信号。触发信号由两个时间信号的符合形成。由于这种库伦作用，左右的零度角量能器产生的符合信号的频率很高，触发率可以达到 20kHz，而真实的碰撞发生的事例率仅为 2kHz。为了减小由于库伦作用而产生的偶然符合，要求左右的零度角量能器的时间信号的符合窗宽为 2.3ns。这样不仅可以大大压低由于背景而产生的偶然符合。同时由于碰撞的作用点不能被设定得很好，因此会在时间投影室的中心左右地晃动，形成一个 $\sigma \cong 95\text{cm}$ 的高斯函数分布。将符合的窗口设为 2.3ns 也可以在轴向将 Au-Au 的碰撞点限制在离时间投影室中心 $\pm 35\text{cm}$ 以内。

在质子-质子对撞中，“最小偏置”的触发由两个束流-束流计数器符合产生。束流-束流计数器环绕在束流管道上，和时间投影室中心的距离为 3.5m，赝快度范围为 $3.3 < |\eta| < 5.0$ 。由于没有 DX 磁铁的影响，每次碰撞产生的带电粒子会击中左右两个束流-束流计数器，而且由于它们覆盖的赝快度范围，保证了束流的剩余物不容易在它们上面产生信号。为了有效抑制偶然符合，束流-束流计数器产生的 TDC 信号的符合窗口的宽度设为 2ns。符合输出的信号即作为质子-质子对撞的“最小偏置”的触发。

用束流-束流计数器触发得到的质子-质子对撞的截面经过 Van der Meer 扫描 [4.3] 测得为 $26.1 \pm 0.2(\text{stat}) \pm 1.8(\text{sys}) \text{ mb}$ 。用 PYTHIA [4.4] 和 HERWIG [4.5] 事例产生经过 GSTAR 的模拟得到为 27mb，这和测量的数值基本相符。模拟显示，在这样

的束流-束流计数器符合触发方式下, 如果要求事例必须有一条时间投影室的径迹(这条径迹延伸时, 一端必须能达到中央环形触发器, 另一端和对撞点的最小距离小于 3cm), 就可以得到 $87\% \pm 8\%$ 的非单行的碰撞截面, 且不需要对径迹的横动量作要求。单行的或没有发生相互作用的事例大约占 $3\% \pm 2\%$ 。STAR 测得的整个非单行的截面为 $30.0 \pm 3.5 \text{ mb}$, 而在别的实验组中[4.6], 这一截面为 $35 \pm 1 \text{ mb}$ 。相互存在一些差别。

4.3 事例重建

4.3.1 带电粒子的径迹在时间投影室上的重建

带电粒子的径迹在时间投影室中的重建主要是通过螺旋线模型和Kalman Filter method [4.7]来实现的。由于磁场的原因, 带电粒子在时间投影室中会产生旋转, 在均匀的磁场中, 这条径迹可以被投影到横向方向和纵向方向上。在横向方向的平面粒子沿着一个圆形轨道运动, 而纵向方向上会沿直线轨道以一定的速度移动。由于粒子在气体中运动会产生电离损失, 因此它和理想的螺旋线存在一些偏离。我们可以通过Kalman Filter method来解决这一问题, Kalman Filter method是一种来自于系统误差分析的方法。由于时间投影室能够测到这些径迹在空间中的点, 因此通过这些点, 我们将径迹重建出来。因为在中心碰撞点的附近点的密度很大, 因此不容易找到它们之间的关系, 而在外面点的密度很小, 很容易判断它们是否属于同一条径迹。因此可以从最外面的点向中心碰撞点逐次判断这些点是否属于同一条径迹。判断它们是否属于同一条径迹的方法是通过一个参数来估算的, 这个参数来自最小二乘法[4.8]。通过Kalman Filter method的方法, 我们就可以将同一条径迹在时间投影室上留下的点都归在一起, 用一条曲线函数来拟合这些点就可以得到径迹的曲线。通过这条近似螺旋线的曲线, 就可以得到粒子的横向动量, 横速度等物理参数。

在STAR探测器, 重建出来的径迹分为两类。一类称为全局的径迹(global track), 一类称为原初的径迹(primary track)。所有重建出来的径迹称为全局的径迹, 当一条全局的径迹和原初顶点(primary vertex)的最小距离(Distance of Closest Approach, DCA)小于3cm时, 我们称这条径迹为原初的径迹。对于原初的径迹, 我们将原初的顶点的信息加入到Kalman Filter method中重新计算这条径迹的螺旋线, 这样可以得到新的径迹的横动量, 横速度等物理参数。这些新的物理参数即为这条原初的径迹的信息。

4.3.2 碰撞顶点的重建

STAR 探测器的碰撞原初顶点(primary vertex)是由时间投影室的信息推出的, 这是因为硅顶点探测器现在还不能正常地工作, 不能提供更好的原初顶点的信息。

用来推出碰撞点的时间投影室的径迹必须满足一定选择条件。满足这些选择条件的径迹在 STAR 称为 good global track。Good global track 的选择条件为：

- 1) 径迹在时间投影室中必须有 15 个被探测到的点
- 2) 这条径迹延伸时，一端必须能达到中央环形触发器(CTB)，另一端离束流管的最小距离必须小于 2cm

STAR 探测器的碰撞点是由这样的 good global track 逐事例 (event-by-event) 定出[4.9]。它的精度由 good global track 的数目所决定，最好可以达到几个毫米。

用 good global track 重建原初碰撞顶点的方法是寻找一个点，这个点到所有这些径迹的空间最小距离(distance of closest approach, DCA)的平方和最小。首先将所有 good global track 延伸到中心区域。由于这些径迹的曲率半径都比较大，而延伸的距离又不长，因此可以简单地用直线来延伸。在远距离的径迹会对碰撞点的确定造成影响，因此要把这些径迹先除去。为了能够保证寻找的效率，首先确定一些参照点，这些参照点定义为束流管中心上和这条径迹最小距离的点。然后通过反复的迭代拟合即可以重建出原初碰撞顶点。

4.3.3 带电粒子在时间投影室中的电离损失

带电粒子在时间投影室中会产生电离损失(dE/dx)，通过测量电离损失的能量可以对粒子的种类进行鉴别。但是当粒子的动量增加时，电离损失会随之饱和，因此在大动量时，用电离损失的方法进行离子鉴别会受到限制。

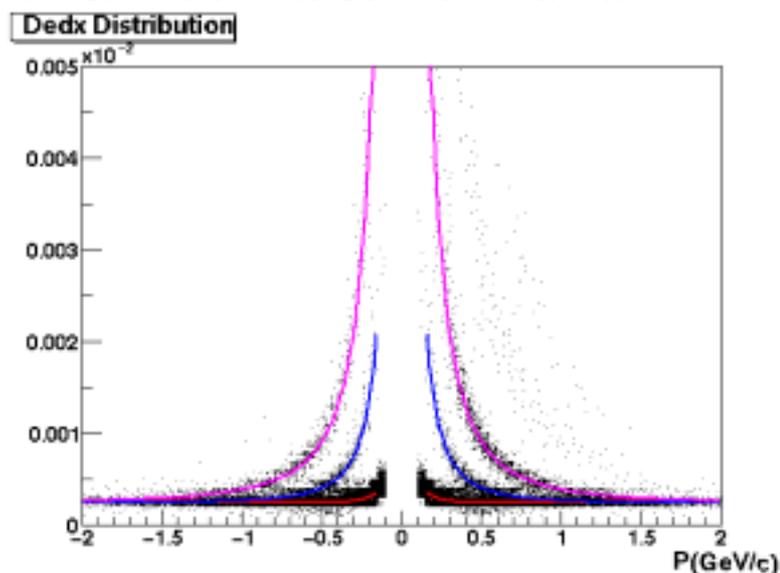


图4.1 200GeV中质子质子碰撞中电离损失和动量的关系。曲线为不同粒子(π , K, P 和 \bar{P})的Bethe-Bloch公式曲线

Fig4.1 The distribution of dE/dx vs. momentum in proton-proton collisions. The functions are plotted with different parameters with respect to π , K, P and \bar{P}

在用电离损失的方法对粒子进行鉴别时需要对电离损失的能量进行修正和标

定。这部分的内容可以参见唐爱红的博士论文[4.10]。电离损失的偏差主要是由于气体的压强，气体中电子的增益，电子学中的增益，漂移的速度和电离的长度等几个方面组成的。由于这些因素，电离损失的能量会随机的抖动。对于时间投影室中的每条径迹，时间投影室都会记录这条径迹上的一些点的信息，其中就包括这些点的电离损失值。为了得到一个合理的电离损失的能量，我们首先将这条径迹的这些电离损失的值的最大30%拿掉，然后将剩下的值加在一起取平均，得到的值作为这个粒子在这条径迹上的电离损失。

粒子的电离损失可以用公式来描述。为了得到公式的参数值，要对不同粒子的电离损失作离线的标定。图4.1显示的是在200GeV质子-质子碰撞中不同粒子的电离损失分布。图中左右各三条曲线为标定参数后的公式曲线。标定参数的方法是，先从低动量的区域取出两个动量区间内的电离损失值，在这两个动量区间内，动量可以被看作是一个常数。由于在低动量的区域，不同粒子可以被分开，因此可以用高斯函数进行拟合，这些高斯函数带有公式的参数值。通过不断的调整这些参数并作迭代计算，最后就可以得到公式的参数值。从图4.1中可以看出，电离损失是以公式曲线为中心的一个分布。

4.4 Embedding

对于物理数据的分析，需要通过对探测器的模拟来实现对数据的探测效率，接收度，本底等方面的研究和修正。在STAR探测器，对探测器的模拟是通过GSTAR [4.11]来完成的。对于Au-Au碰撞，采用的事例产生器是HIJING而对于质子-质子的碰撞采用的是PYTHIA和HIJING两种产生器。为了能够更好的重现数据采集，重建和分析过程中的方法对实验结果造成的影响。STAR采用embedding的方法来对数据的探测效率，接收度，本底等方面进行研究。即将模拟得到数据按照一定的比率混合到真实的数据当中，然后再按真实数据的处理方法对这些数据进行分析和处理。由于对于模拟数据，我们知道它所有的信息，因此可以通过这种方法来研究数据重建和分析过程中丢失的信息和包含的本底。STAR的数据重建主要是通过时间投影室的重建软件(TPC Response Simulator, TRS)来完成的。具体的描述可以参见Hui Long的博士论文 [4.12]。

在STAR,有两种embedding的方法。第一种用于核-核碰撞，由于高能重离子碰撞是一个很复杂的过程，因此没有一个事例产生器可以很好的描述这一个过程。因此会造成模拟的结果和实际的数据有很大的偏差，而embedding的方法可以很好的解决这一问题。在STAR，通过将5%的模拟数据混合到实际的数据中去，这样得到的混合数据不会影响整个数据的结构，因此对于探测器的重建过程不会造成影响。第二种embedding的方法是用于质子-质子的碰撞。对于质子-质子的碰撞，由于粒子的事

例的粒子多重数比较少，因此可以通过将模拟的质子-质子碰撞的数据和abort-gap事例混合起来。Abort-gap事例是指在数据采集中空的触发得到的数据。这些数据没有真实的径迹，但含有探测器空信号时的响应，因此包括由束流引起的一些感应，宇宙线，电子学噪声等背景信号。

4.4.1 Track Efficiency

在 STAR,探测效率定义为满足挑选条件的事例的径迹和实际的所有径迹的比率。它包括接收度和在接收范围内的径迹探测效率。由于在 embedding 的事例当中，所有 embedding 的模拟径迹是事先所知的，因此通过探测器的重建软件所能得到的模拟径迹事例就可以反映出整个探测器的探测效率，即通过由探测器的重建软件所能得到的模拟径迹和 embedding 的模拟径迹的比值就可计算出径迹探测效率。

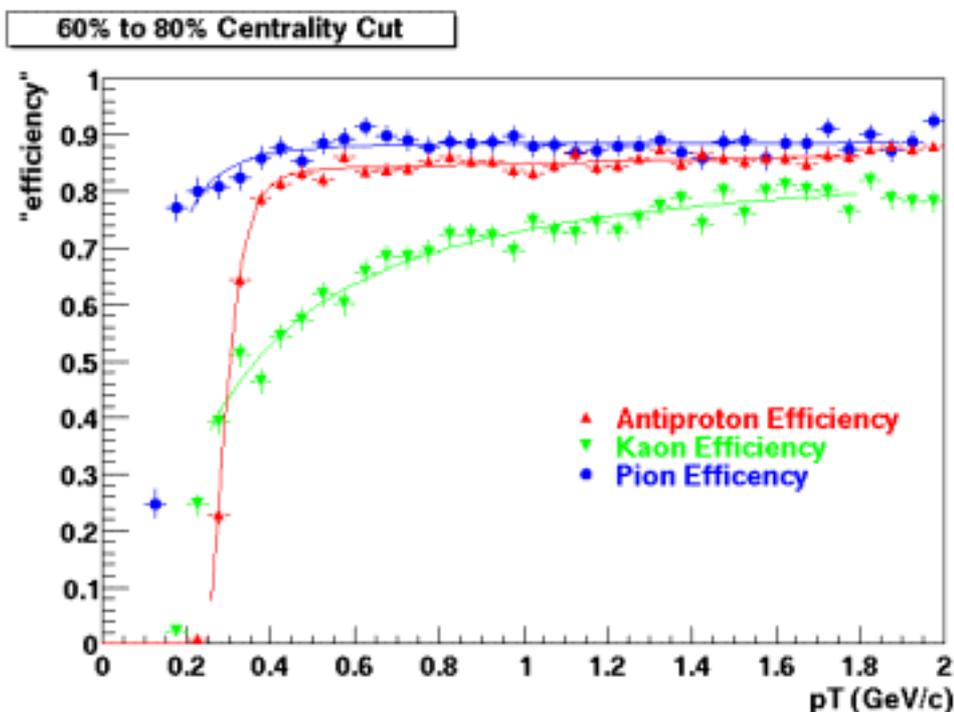


图 4.2 次边缘碰撞时 π^- 介子， K^- 介子和反质子的探测效率。径迹的挑选条件为所有的径迹必须在赙快度小于 0.5， $DCA < 3.0\text{cm}$ 而且径迹必须有 15 个时间投影室的击中点。

Fig4.2 The Acceptance and Efficiency of π^- , K^- , \bar{P} in the second most peripheral Au + Au collisions in middle pseudo-rapidity $|\eta| < 0.5$. All tracks have 15 TPC fit points and global $DCA < 3\text{cm}$.

计算探测器的探测效率时，事例的选择条件为，要求原初的作用顶点必须离时间投影室中心的横向距离小于 25 个厘米。径迹的挑选条件为：所有的径迹必须满足赙快度小于 0.5， $DCA < 3.0\text{cm}$ ，径迹必须有 15 个时间投影室的点（满足后两个条件

的径迹称为 good primary track)。

在 200GeV 的 Au-Au 碰撞中,对碰撞的事例按照带电粒子多重数的大小分为十组。多重数最大的 5%的一组定义为中心碰撞,多重数最小的一组(80%~100%)定义为边缘碰撞。图 4.2 显示的是 200GeV Au -Au 碰撞中次边缘碰撞时 (60%~80%), 时间投影室中的探测效率和横向动量的关系。对于 200GeV 的质子-质子碰撞,由于它的粒子多重数和次边缘碰撞相差不到一个数量级,因此在数据分析中,STAR 均采用该组事例的探测效率作为质子-质子碰撞的探测效率。而对于最边缘碰撞的那一组,由于统计误差很大,因此尽管它和质子-质子碰撞的多重数最接近,但不予采用。

可以用一些函数来拟合这些比率关系来得到的探测效率随着不同横动量的分布的曲线。所用的函数为:

$$\text{Efficiency}(P_T)=a \times \text{Exp}(-b/P_T)^c$$

从图 4.2 可以看出,在 200GeV 的 Au -Au 次边缘碰撞中 π^- 介子的探测效率约为 80%~90%,而 K^- 介子的探测效率从 30%~70%,而反质子的探测效率为 30%~80%。由于时间投影室的接收度最大只能到 90%,因此所有粒子的探测效率都小于 90%。由于粒子的衰变,会造成在低动量时的探测效率变低,这从 K^- 介子的曲线上可以看出。而反质子容易和探测器的材料发生相互作用,因此,反质子的探测效率要低于 π^- 。每一种粒子的产额不同,其中 π^- 的产额最大,因此可以在研究负的带电粒子径迹时,用 π^- 的探测效率来做为所用负的末态带电粒子的探测效率。

4.4.2 Background

本文所分析都为 good primary track, 这些好的原初产生的径迹的本底主要来自于三个方面:

- 1) 由 K_s^0 和 Λ 等粒子弱衰变的次级粒子被错误的判选为直接从原点产生的原初粒子
- 2) 一些带电粒子弱衰变后在时间投影室中产生误判
例如 π , $K^- \rightarrow \mu\nu$ and $K^- \rightarrow \pi\pi$.
- 3) 带电粒子和探测器的材料相互作用的产物,这主要有通过
 $\pi + \text{Be} \rightarrow \pi + \text{P} + \text{X}$, $\bar{\text{P}} + \text{Be} \rightarrow n\pi + \text{X}$ (其中X代表反应生成的另一些产物)等反应,是 π 介子和反质子与有Be构成的束流管相互作用

在低动量的范围,本底主要产生于2)和3)两项。而在高动量的范围,主要来自于第一项。对于 good primary track中的 π 介子,本底主要产生于2)3)两项,而对于反质子,本底主要来自于第一项。通过质子-质子碰撞的 embedding 的数据,可以估算出这些原初产生的带电粒子的本底。因为可以从质子-质子碰撞的 embedding 的数据,计算出满足选择条件的径迹随横动量分布,而在HIJING中可以知道这些径

迹的原始的产生形式，这样就可以知道哪些是真正原初产生的带电粒子。由此就可以得到不同横动量下本底所占的比率。图4.3显示的是不同横动量下本底所占的比率。用双高斯函数可以拟合得到本底和横动量的函数关系。从图中可以看出，在低横动量下，本底所占的比率大约10%左右，在横动量的低端要本底要大一些，这主要来自于第二项。研究表明，对于横动量范围在2GeV/c以下， K^- 介子和反质子的信号的本底基本可以忽略。

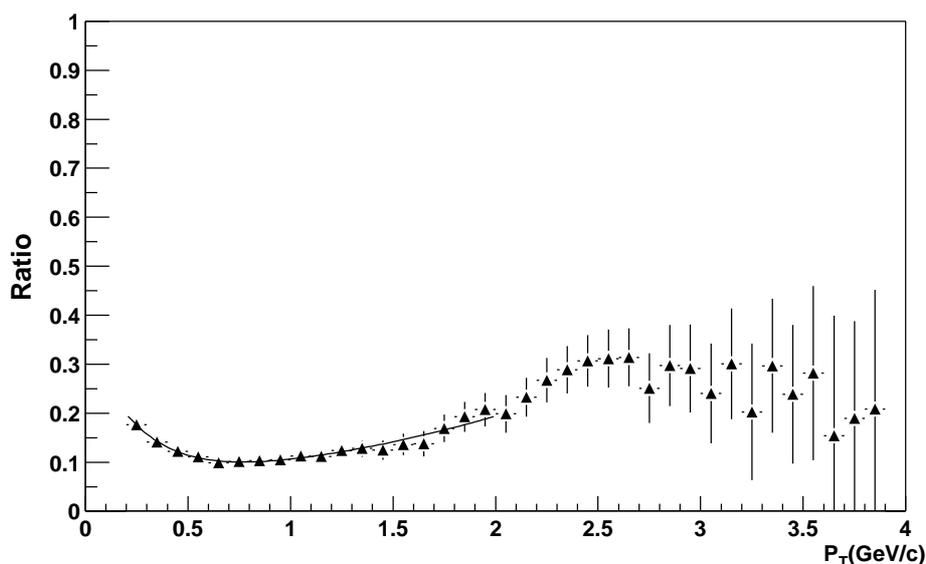


图4.3 200GeV质子质子碰撞中本底随横向动量(P_T)的分布，拟合的曲线为双高斯函数

Fig4.3 The background ratio in each P_T bin in proton-proton collisions. The data points are fitted by double Gaussian functions and plotted by a line in the figure.

4.4.3 Fake Vertex

在 STAR 探测器，由于 200 GeV 的质子-质子碰撞的粒子多重数较小，因此在原初顶点的重建时不能得到原初顶点的信息或产生一定的误差。质子-质子碰撞的 Embedding 的数据同样也可以用于这方面的研究。我们可以通过 embedding 的数据研究那些原初顶点重建错误的事例对分析结果的影响。因为在数据分析时，不可能知道哪些数据的原初顶点的重建是错误，因此我们只能用模拟的数据来得到完全是好的重建事例和全部的重建事例的关系来修正分析结果。这样得到的结果就不会含有因为顶点重建错误而带来的问题。

我们定义原初顶点重建错误的事例为“fake vertex”事例，它指的是重建的事例的顶点和真实的顶点的空间距离大于 3cm 的事例。分析表明，这些事例会使数据的分析结果造成偏差，例如，这些“fake vertex”事例在横动量大的区域，导致不变微分截面比真实的数据大。由于在 STAR 探测器原初顶点重建是通过 good global track

来实现的，因此要想得到这种重建错误对 good primary track 的影响，我们首先要得到 good global track 和 good primary track 的映射关系。通过这种关系，就可以得到原初顶点的重建错误对 good primary track 的影响。

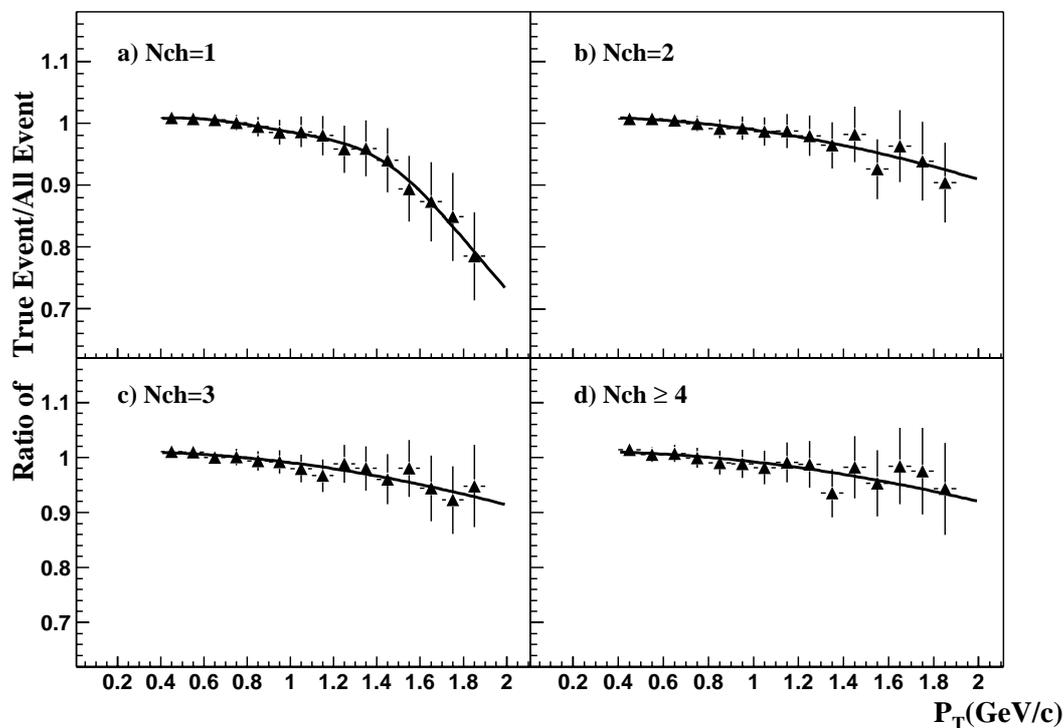


图 4.4 不同的带电粒子多重数下，好的事例中的径迹和所有事例的径迹的比例。用来拟合的函数为双高斯函数。当事例径迹多重数大于 4 时，比例不随带电粒子的多重数变化而基本保持一致。

Fig4.4 The ratio of track between true vertex events and all events in each multiplicity bin. The ratios are fitted by double Gaussian functions. When multiplicity is bigger than 4, the ratios are almost same without changing with Nch.

为了得到合理的横动量的分布谱，我们可以用模拟的数据得到完全是好的事例的径迹的横动量的分布，然后再得到所有事例的径迹的横动量分布，它们的比值即可以用来修正分析数据结果。因为我们分析的数据中即包含了“good vertex”的事例也包含了“fake vertex”事例，并且在实验上无法将它们分开。用 embedding 数据，可以得到“good vertex”事例的径迹和总的事例的径迹在不同横动量的比例。通过这种比例，结合实际数据的分析结果，就可以得到完全是“good vertex”的事例的径迹的横动量分布。如图 4.4 所示，在事例的带电粒子多重数很少时(Nch=1)，“fake vertex”事例对结果的影响较大。从图中可以看出，在 Nch=1，当横动量 $P_T=1.8 \text{ GeV}/c$ 时，“good vertex”的事例的径迹的比率只有 80%。而 Nch=2 时为 93%。在 Nch ≥ 4 这种关系不随 Nch 变化而基本恒定。在 $P_T < 1 \text{ GeV}/c$ 时，“fake vertex”事例的影响可以忽略不计。由于 STAR 探测器的粒子鉴别范围很小，均小于 $1 \text{ GeV}/c$ 。因此在

可 π^- , K^- , \bar{P} 的分析中不需考虑这种影响。

4.4.4 The energy loss

在 STAR 的时间投影室中, 由于带电粒子在气体中电离而不断损失能量。因此重建的程序需要对此进行修正和标定。由于 K 介子、质子和反质子的产额都很小, 对它们的修正和标定存在困难, 因此时间投影室的标定和修正都是用 π 介子来完成的, 这就会造成 K 介子、质子和反质子重建的偏差。为了消除这种重建的偏差, 我们可以用质子-质子碰撞的 embedding 数据对此进行离线的进一步修正。

通过质子-质子碰撞的 embedding 数据可以得到这些重建的径迹的真实横动量和重建横动量的关系。图 4.5 所示的为真实横动量和重建横动量的差别与重建横动量的关系。从图中可以看出, 对于 π 介子, 这种差别几乎可以忽略不计。而对于 K 介子, 在横动量为 $0.2\text{GeV}/c$ 的时候有 $0.02\text{GeV}/c$ 的差别。而对于反质子, 在横动量为 $0.3\text{GeV}/c$ 的时候这种差别达到 $0.05\text{GeV}/c$ 。在横动量大于 $1\text{GeV}/c$ 的时候, 三种粒子的差别很小。这是因为在高横动量的时候, 三种粒子的电离损失相近。

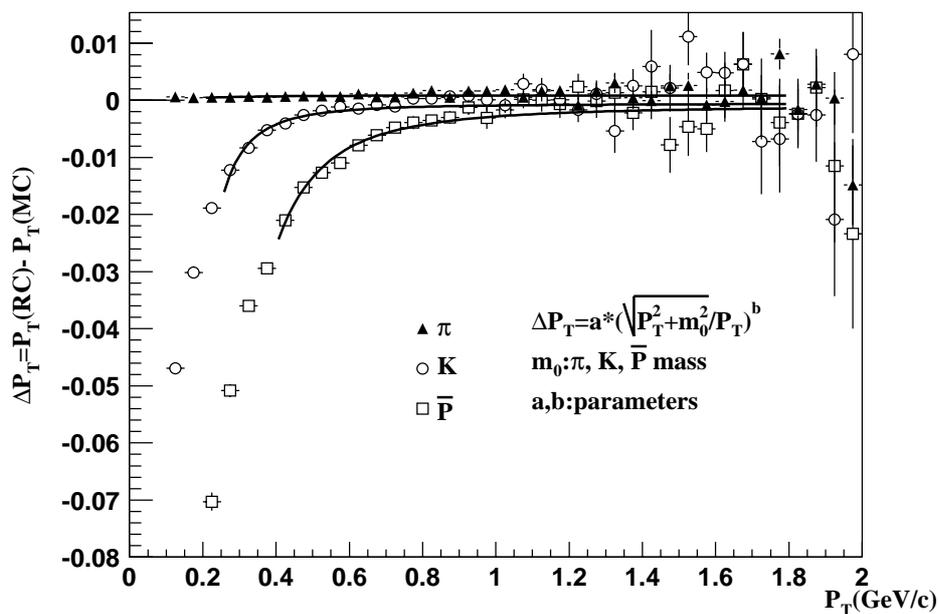


图 4.5 真实横动量和重建横动量的差别与重建横动量的关系。拟合的公式为 $\Delta P_T = a(\sqrt{P_T^2 + m_0^2})/P_T^2$

Fig4.5 The energy loss of π^- , K^- , \bar{P} due to interaction with TPC material. The functions $\Delta P_T = a(\sqrt{P_T^2 + m_0^2})/P_T^2$ are plotted with lines with different parameters.

对于真实横动量和重建横动量的差别和重建横动量的关系, 可以用公式:

$$\Delta P_T = a(\sqrt{P_T^2 + m_0^2})/P_T^b$$

进行拟合。其中 ΔP_T 为真实横动量和重建横动量的差别， P_T 为重建的横动量， m_0 为粒子的静止质量， a 、 b 为拟合的参数。这样对于三种粒子，可以得到三条拟合曲线。通过这些函数可以对由电离损失造成的横动量重建偏差进行修正。

4.5 时间投影室中的粒子鉴别

4.5.1 不同粒子在时间投影室中的电离损失

时间投影室的粒子鉴别是通过粒子在时间投影室中的电离损失来实现的。如前述所知，在低动量的范围，对于相同的动量，具有不同质量的粒子在时间投影室中的电离损失是不同的。因此我们可以通过电离损失的拟合来得到不同的快度和横动量区间内的各种粒子的产额。具体方法为，如进行 π 介子的鉴别，首先假设所有的带电粒子均为 π 介子，这样可以计算出这些粒子的快度，然后在一个快度区间内对不同的横动量区间内的粒子分别作电离损失的分布。通过高斯拟合这些分布即可得到各种粒子的产额。具体的方法也可参见[4.14,4.15,4.16]。

由于带正电的粒子本底比较大，因此在本文中主要研究的带负电的 π 介子， K 介子和反质子。在相同的快度和横动量区间内，粒子在时间投影室内的电离损失呈现一个近似朗道的分布。为了能够更好的描述这个分布。我们对电离损失的值做一下处理。如果用 dE/dx 表示带电粒子在时间投影室内的电离损失。我们可以通过 Bethe-Bloch 公式计算出在某个快度及某个横动量区间的 dE/dx 的理论值 $\langle dE/dx \rangle$ 。那么 dE/dx 将是以 $\langle dE/dx \rangle$ 为平均值的一个近似于朗道的分布。我们用 $Z = \log(dE/dx / \langle dE/dx \rangle)$ 来代替 dE/dx ， Z 是一个近高斯的分布，这样利于我们进行拟合。如果想得到不同快度和横动量区间的 K 介子的产额，则在计算 K 介子的电离损失 dE/dx 的理论值 $\langle dE/dx \rangle$ 时，就用 K 介子的 Bethe-Bloch 公式的参数。这样对于 K 介子，它的电离损失 Z 的分布就是一个以 0 为中心的高斯分布。而对于 π 介子，它是以中心为 $\log(\langle dE/dx \rangle_\pi / \langle dE/dx \rangle_k)$ 的高斯分布，其中 $\langle dE/dx \rangle_\pi$ 为用 π 介子的 Bethe-Bloch 公式的参数计算出的理论值，而 $\langle dE/dx \rangle_k$ 为用 K 介子的 Bethe-Bloch 公式的参数计算出的理论值。同样对于反质子，它是以中心为 $\log(\langle dE/dx \rangle_p / \langle dE/dx \rangle_k)$ 的高斯分布，其中 $\langle dE/dx \rangle_p$ 为用反质子的 Bethe-Bloch 公式的参数计算出的理论值，电子也是如此。这样得到的 Z 的分布显示在图 4.6(a)中。

如果想得到不同快度和横动量区间的 π 介子的产额，则在计算电离损失 dE/dx 的理论值 $\langle dE/dx \rangle$ 时，我们就用 π 介子的 Bethe-Bloch 公式的参数。同样对于反质子也可做同样的处理。得到结果显示在图 4.6(a)，和(b)中。对于 Z 的分布，我们可以用四个高斯函数进行拟合。拟合是首先设定高斯函数的中心值。如拟合图 4.6(a)时，高斯函数的就分别设为 0， $\log(\langle dE/dx \rangle_p / \langle dE/dx \rangle_k)$ ， $\log(\langle dE/dx \rangle_\pi / \langle dE/dx \rangle_k)$ ， $\log(\langle dE/dx \rangle_e / \langle dE/dx \rangle_k)$ 。由于电子在一定的横动量区间不能和其余三种粒子分开，

因此需要做进一步的处理。我们将在下一节中作进一步的讨论。

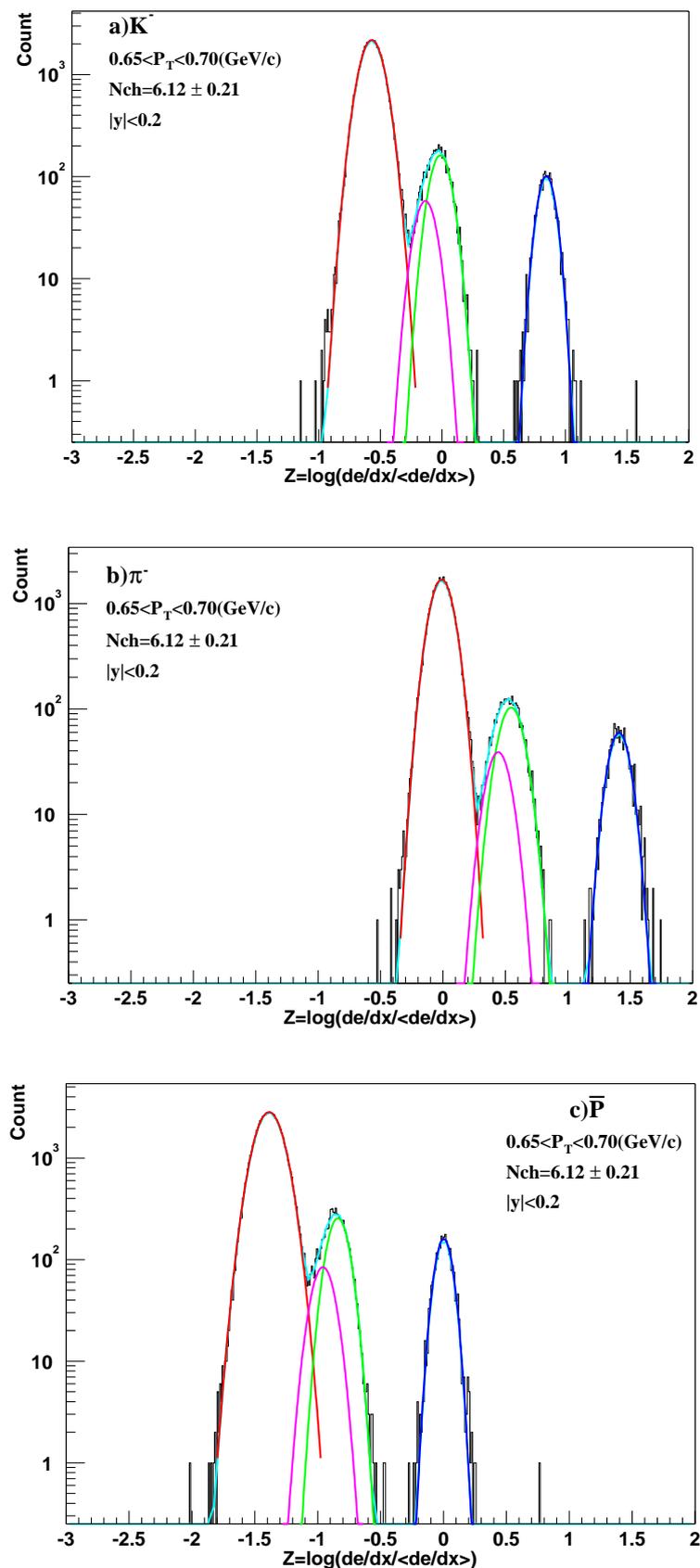


图 4.6 不同多重数及横动量区间内，与电离损失能量相关的参数

$Z=\log(dE/dx/\langle dE/dx \rangle)$ 的分布。a),b),c) 中平均的电离损失能量 $\langle dE/dx \rangle$ 分别以 π^- , K^- , \bar{P} 的参数的 Bethe-Bloch 计算得到。对于 π^- , K^- , \bar{P} 及 electron 的分布, 以四个高斯函数进行拟合得到。

Fig4.6 The Distribution of $Z=\log(dE/dx/\langle dE/dx \rangle)$ with different $\langle dE/dx \rangle$ in different P_T and multiplicity bins: a),b),c) are plots with respect to different $\langle dE/dx \rangle$ calculated by Bethe-Bloch functions with π^- , K^- , \bar{P} parameters. Four Gaussian functions were used to fit.

4.5.2 系统误差

粒子鉴别的系统误差有两种, 一种为点对点的系统误差, 另一种为全局的系统误差。全局的系统误差主要来自于重建效率和模拟的不确定性, 由于它对于不同的带电粒子多重数的影响是一样的, 因此被称为全局的系统误差。这种误差会造成整个不变微分产额的分布上下的晃动。这部分的误差经研究小于5%。另一种系统误差称为点对点的系统误差, 对于不同的选择条件, 系统修正得到的结果会有所不同。这种不同即称为点对点的系统误差。通过改变不同的选择条件进行研究表明, 不同粒子的点对点的系统误差一般都小于4%。但是在和电子重叠的横动量区间, 由于电子的污染, k介子的点对点的系统误差需要仔细研究。

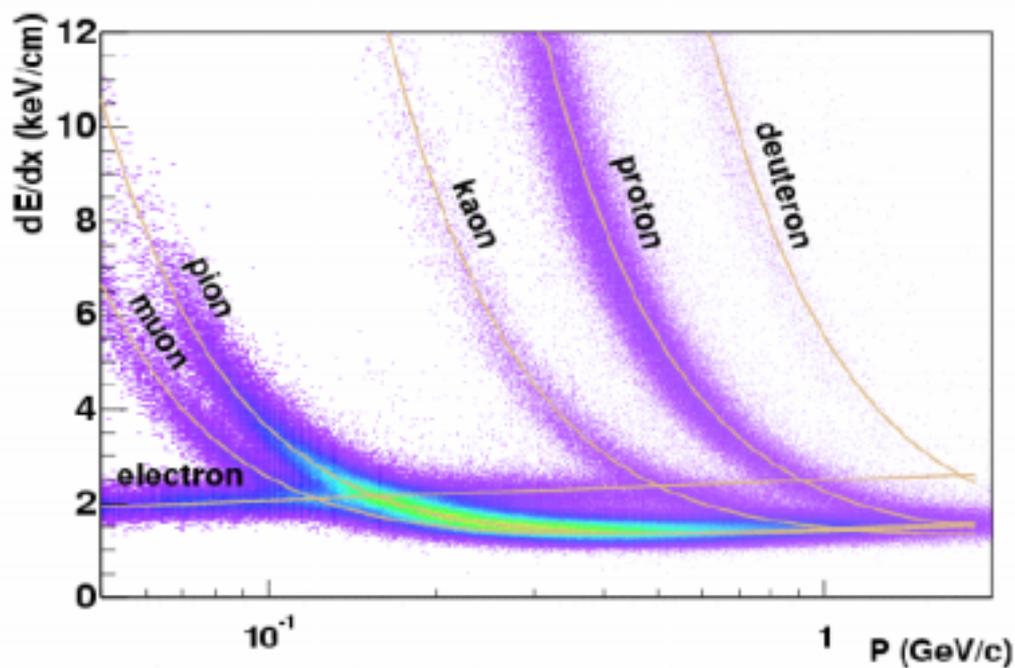


图 4.7 dE/dx 相对于动量的分布

Fig4.7 The distribution of dE/dx vs. momentum

4.5.3 电子本底

由图 4.7 可以看出, 在横动量 $0.45\text{GeV}/c \sim 0.75\text{GeV}/c$ 的区间内, 电子和负的 K 介子的电离损失重叠在一起, 不能将它们分开。因此我们要对电子的产额先做进一步的估算, 然后再将产额作为一个参数带入到高斯函数当中, 和其余三个高斯函数

一起对 Z 值进行拟合。

对电子产额的估计可以通过两种方法得到，一种是通过使用纯模拟方法来估算电子的产额，另一种是利用飞行时间谱仪来估算电子的产额。由于时间飞行谱仪可以将电子和其余三种粒子在横动量区间 $0.45\text{GeV}/c \sim 0.75\text{GeV}/c$ 分开。因此可以用它来估算电子的产额。由于目前的飞行时间谱仪的接收度很小，只有整个时间投影室的 $1/300$ 左右。因此会造成 10% 的接收度和探测效率的误差。为了避免这些因素带来的影响，我们先测量 $\text{electron}/\pi^-$ 原始产额的比值。然后用这个产额比和时间投影室测到的 π^- 介子产额相乘来估算电子的产额。这样可以有效的降低由于接收度带来的误差。

由于在横动量区间 $0.30\text{GeV}/c \sim 0.45\text{GeV}/c$ ，时间投影室可以测得 $\text{electron}/\pi^-$ 的比值。因此我们可以用时间投影室测量到 $\text{electron}/\pi^-$ 的比值来对用飞行时间谱仪测量的数值进行检验。表 4.1 列出的为在横动量区间 $0.30\text{GeV}/c \sim 0.45\text{GeV}/c$ ，时间投影室和飞行时间谱仪测到 $\text{electron}/\pi^-$ 原始产额的比率。结合飞行时间谱仪的模拟可知，飞行时间谱仪测到的 electron 原始产额的误差在 20% 左右。由于 K^- 介子的原始产额比电子的产额大将近一个数量级，因此得到的 K^- 介子的原始产额的点对点的系统误差要小于 6% 左右。而通过纯的模拟的方法得到的 K^- 介子的原始产额的点对点的系统误差为 12% 。确保起见，我们将 K^- 介子的点对点的系统误差依旧设为 12% 。

表 4.1 时间投影室和飞行时间谱仪分别测到的 $\text{electron}/\pi^-$ 的比值的差别

Table 4.1 The difference of $\text{electron}/\pi^-$ ratio between TOFr and TPC

P_T Bin(GeV/c)	$\text{electron}/\pi^-$ in TOFr	$\text{electron}/\pi^-$ in TPC	TOFr-TPC/ TPC
0.30~0.35	0.036 ± 0.002	0.039 ± 0.001	7%
0.35~0.40	0.031 ± 0.002	0.030 ± 0.001	3%
0.40~0.45	0.028 ± 0.002	0.025 ± 0.001	12%

Reference:

- [4.1] <http://online.star.bnl.gov/RunLog2001/>
- [4.2] http://www.star.bnl.gov/STAR/html/all_1/trigger2001/index.html
- [4.3] A. Drees and Z. Xu, *Proceedings of the Particle Accelerator Conference 2001, Chicago*, p. 3120.
- [4.4] T. Sjostrand *et al.*, *Comput. Phys. Commun.* **135**, 238
- [4.5] G. Corradini *et al.*, *J. High Energy Phys.* **01** (2001) 010.
- [4.6] C. Albajar *et al.*, *Nucl. Phys.* **B335**, 261 (1990).
- [4.7] D. Liko. "Track Fitting in the STAR Detector using the Kalman Filter Method",

STAR Note 87, 1992.

[4.8] J.T. Mitchell and I.M. Sakrejda. "Tracking for the STAR TPC: Documentation and User's Guide." STAR Note 190, 1994.

[4.9] S. Margetis and D. Cebra. "Main Vertex Reconstruction in STAR." STAR Note 89, 1992.

[4.10] Tong Aihong, "Elliptic Flow In Au + Au Collisions AT $\sqrt{s_{NN}}=130$ GEV" [4.11] The STAR Collaboration, "Mid-rapidity anti-proton to proton ratio from Au + Au collision at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV"

[4.12] Long Hui, PH.D dissertation

[4.13] [Http://www.star.bnl.gov/protected/spectra/barannik/Spectra200/Paper/ppVtxEff.html](http://www.star.bnl.gov/protected/spectra/barannik/Spectra200/Paper/ppVtxEff.html)

[4.14] C. Adler, et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 262302 (2001).

[4.15] C. Adler, et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 86, 4778 (2001).

[4.16] J. Adams et al. (STAR Collaboration), nucl-ex/0310004.

[4.17] J. Adams et al. (STAR Collaboration), nucl-ex/0309012.

第五章

分析的结果和讨论

5.1 两个粒子在方位角的关联

微扰量子色动力学计算表明，当两个部分子交换大的横向动量而相互作用时，会产生一对喷注。这对喷注表现为一簇集中在某一个锥角内的强子，它们在相空间相互关联。这簇强子的横向动量之和很大，一般能达到十几个 GeV/c 左右。其中横向动量最大的并且位于簇的中间的强子称为领头粒子(Leading Particle 或者称为 Seed)。在实验上，可以通过量能器或径迹室将这种喷注重建出来。但是，理论计算同时也表明，这簇强子的总的横向动量也可以很小，leading particle 的横向动量可以是 1~2 个 GeV/c 或更小。这种小的横向动量的喷注被称为小喷注(mini-jet)[5.1]。由于这种小喷注的相空间的关联没有大横向动量的喷注产生的强子那样强，leading particle 的横向动量也很小，因此在实验上用量能器很难被发现。尤其在高能的核-核碰撞和质子-质子碰撞中，由“软”过程产生的粒子非常多，想重建出小喷注尤其的困难。由于缺少实验的证据，理论和实验上很多人对小喷注的观点持有异议。

通过相空间的关联函数，我们可以来研究小喷注存在与否。通过这种统计的方法，我们可以将小喷注从“软”的相互作用的本底中挑出。首先，我们定义两个粒子在方位角的关联函数如 Fun5.1 所示：

$$\frac{dN}{d(\Delta\phi)} = \frac{1}{\varepsilon} \int d(\Delta\eta) N(\Delta\phi, \Delta\eta) \quad (\text{Fun5.1})$$

其中 ε 为带电粒子的探测效率。在 STAR， ε 随着横向动量的增大从 70%变化到 90%。函数 Fun5.1 表示为：对于一个触发的粒子，在与其相邻的相空间($\Delta\phi$)内，相同事例当中同时存在另一个粒子的分布函数。由于我们只研究方位角 ϕ 的关联，因此对赝快度进行积分。具体的分析方法如下：

首先我们对事例进行一定的挑选，事例和径迹的挑选条件为：

- 1) 径迹的 Number of fit points>15,
- 2) 径迹的|dca|<3.0,
- 3) 径迹的| η |<0.7,
- 4) 径迹的横向动量 P_T >0.2GeV/c,
- 5) 径迹的电离损失 dE/dx >0,
- 6) 事例的|VertexZ|<30cm

在挑选的每个事例当中，我们选择一个粒子，假设它为喷注的 leading particle，称之

为触发粒子。然后在对该事例中的其余的横向动量小于该触发粒子的粒子做它们相对于这个触发粒子的方位角差 $\Delta\phi$ 的分布。因为在喷注产生的强子团簇中, leading particle 的横向动量最大, 因此要求其余的粒子径迹的横向动量要小于触发的粒子。然后对于所有具有这种触发粒子的事例做统计, 既可以得到公式 Fun5.1 所示的方位角的关联分布。如果这些粒子是由喷注产生的, 则它们在相空间是相互关联的, 因此在 $\Delta\phi=0$ 附近就可以观测到一个峰, 那些不是由喷注产生的粒子, 由于没有方位角的关联而产生一个平的本底。我们将触发粒子的横向动量分为四个区间: a) $0.5\sim 1.0\text{GeV}/c$, b) $1.0\sim 2.0\text{GeV}/c$, c) $2.0\sim 3.0\text{GeV}/c$ and d) $3.0\sim 4.0\text{GeV}/c$, 来寻找可观测到关联关系的喷注的 leading particle 的横向动量的大小, 以及对应不同的 leading particle 的横向动量, 粒子的方位角的关联关系。关于这种分析的方法也可参见[5.3]。

图 5.1 显示的是不同触发横向动量区间内, 带电粒子在方位角的关联分布。可以看出, 随着触发粒子的横向动量的增加, 关联变的越来越强。由于喷注是背对背的产生, 因此我们在前后两个方向($\Delta\phi=0, \Delta\phi=3.14$)都观测到由关联产生的峰。在 $\Delta\phi=1$ 时关联最弱。这都和理论的计算相吻合。

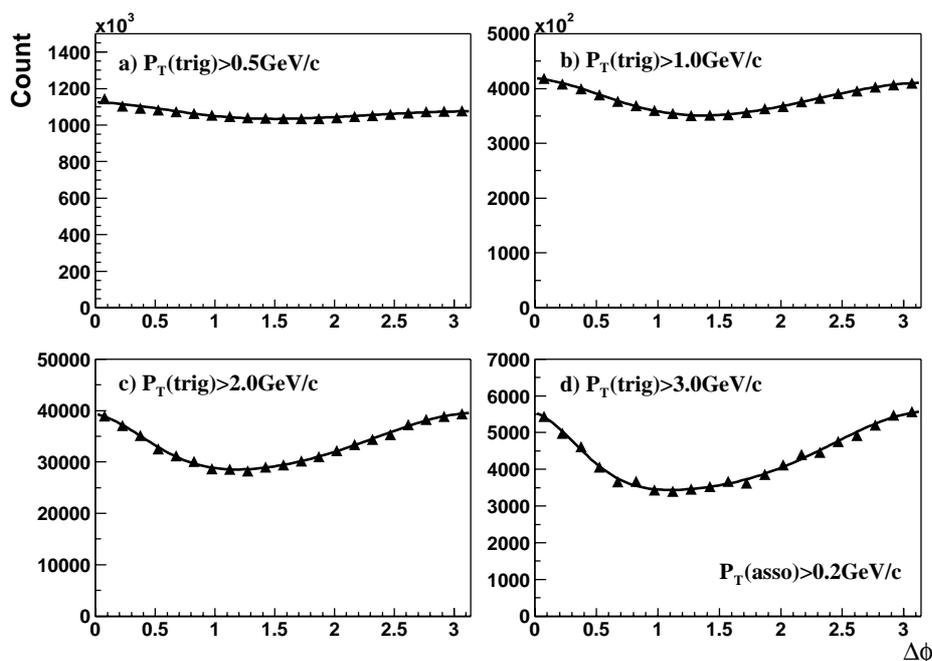


图 5.1 不同出发横向动量时, 带电粒子在方位角的关联分布。分布为双高斯函数加常数项进行拟合。

Fig5.1 The two-particle azimuthal correlation in different trigger P_T . The associated track $P_T > 0.2\text{GeV}/c$. The experimental data points are plotted by triangle points and two Gaussian fit functions and a constant are fitted to the data points with a line.

我们可以用双高斯函数, 加一个常数项对这种方位角的关联进行拟合。得到的参数列于表 Table5.1 中。表中的第二和第三列为在不同的触发横向动量下, 前后两个方

向上关联分布的高斯分布的 σ 值，可以看出， σ 值随着触发横向动量的变大而不断减小。这表明关联在不断的增强，粒子在方位角的分布越来越集中。同时前向的 σ 值要小于后向的关联。这主要是因为，部分子在强子中不是静止的，有一个动量分布，因此产生的一对喷注不是严格的背靠背，背向的喷注有一个角度的分布。这导致背向的分布变宽。第四列为拟合得到的前后向关联的粒子的计数的比值。可以看出背向关联的计数比前向关联的计数要多，这主要是由于背向的关联不仅有背靠背的喷注产生的关联，同时还有粒子总的横向动量守恒造成的关联。

拟合的常数项表示的是从“软”相互作用产生的本底。表中的第五和第六列分别列出的是所有关联的粒子计数和本底计数的比值，以及前向关联的粒子和本底的比值。这两个比值都是随着触发粒子的横向动量的增加而增加。只表明，随着主径迹的触发横向动量的增加，喷注重建过程中的偏差会越来越小。

表 5.1 两粒子的方位角关联的函数拟合结果

Table5.1 The fit results jof back-to-back jet correlation

Trigger P_T (GeV/c)	Width		Track Ratio		
	Forward σ	Backward σ	Forward/ Backward	(Forward+Backward) /Background	Forward/ Background
0.5~1.0	0.72±0.01	1.14±0.01	1.04±0.03	0.07±0.01	0.11±0.01
1.0~2.0	0.66±0.01	0.99±0.03	0.73±0.04	0.17±0.01	0.22±0.01
2.0~3.0	0.49±0.02	0.88±0.07	0.56±0.03	0.25±0.02	0.27±0.01
3.0~4.0	0.41±0.06	0.81±0.04	0.50±0.14	0.33±0.02	0.33±0.07
4.0~5.0	0.39±0.02	0.68±0.04	0.57±0.07	0.44±0.03	0.48±0.04
5.0~6.0	0.34±0.04	0.65±0.13	0.65±0.15	0.50±0.08	0.59±0.10

实验结果表明，通过带电粒子的方位角关联的分析，在较小的触发横向动量 (leading partilce 为 1~2 GeV/c) 的情况下即能观察到背靠背的关联。虽然这些小横向动量触发的相空间关联没有大横向动量触发 (leading partilce 为 5~6 GeV/c) 的相空间关联的那么明显，但它的一些属性和大横向动量触发的相空间关联很相似。这些结果表明，在 200GeV 的质子-质子碰撞中，有 leading partilce 为 1~2 GeV/c 的背靠背的小喷注的存在，并且在强子-强子对撞中，“硬”散射过程产生的小喷注对低横向动量的贡献是不能被忽略的。

5.2 “软”、“硬”事例的分析结果

我们在 200GeV 的质子-质子对撞中观测到低横向动量的喷注的存在，在下面的分析当中，我们将进一步的研究这些低横向动量的喷注对末态带电强子以及 π^- , K^- , \bar{P} 的产额，平均横向动量等物理观测量的影响。由于 π^+ , K^+ , P 的本底很大，因此我们只分

析 π^- , K^- , \bar{P} 的结果。

5.2.1 数据选择条件

在进行事例分析前,我们首先对事例进行挑选。为了避免事例在时间投影室中接收度的偏差,我们要求所选的事例的原初顶点的纵向位置离时间投影室中心的距离要小于 25cm。我们所选的径迹全部为原初产生的好的径迹(good primary track)。即要求所有的径迹和原初顶点的最小距离要小于 3cm,每条径迹在时间投影室内有 15 个以上的测量点。这样可以有效的减少本底对数据分析的影响。并且得到的径迹的横向动量更加准确。因为在横向动量小于 2GeV/c 时,如果要求有 15 个以上的测量点,则时间投影室测到的横向动量的分辨率要小于 4%。

在对末态带电的粒子的进行分析时,要求所有的事例和径迹满足以下条件:

- 1) 径迹的 Number of fit points>15
- 2) 径迹的 $|dca|<3.0\text{cm}$
- 3) 径迹的 $|\eta|<0.5$
- 4) 径迹的 $0.4\text{GeV}/c<P_T<2.0\text{GeV}/c$
- 5) 径迹的 $dE/dx>0$
- 6) 事例的 $|\text{Vertex}Z|<25\text{cm}$

对各种不同粒子如 π^- , K^- , \bar{P} 进行分析时,我们把横向动量的选择条件放松到 0.2GeV/c,并为了能够得到更多的统计,要求原初顶点的纵向位置离时间投影室的中心的距离要小于 30cm。如第四章所述,在用带电粒子的电离损失进行粒子鉴别时,我们划分了不同的横向动量和快度区间:横向动量的区间宽度为 0.05GeV/c,范围从 0.2GeV/c~1.0GeV/c。快度的区间宽度为 0.2。由于我们只分析中心快度($|y|<0.2$)的粒子,而快度又是左右对称的,因此只做一个快度区间的分析。

在 STAR2002 年的 Run3 中总共采集的“最小偏置”的事例约为 13M。经过事例的选择后,满足条件的用于末态带电粒子分析的数据为 2.4M。而用于 π^- , K^- , \bar{P} 分析的数据为 3.6M。

5.2.2 “软”、“硬”事例的定义

尽管“软”,“硬”相互作用没有一个严格的定义,但普遍认为,在“硬”散射的相互作用中会有喷注产生。从前面的方位角的关联分析当中可以看出,在 200GeV 质子-质子碰撞当中,存在着 leading particle 的横向动量在 1~2GeV/c 的小喷注,因此我们可以根据喷注将“最小偏置”的事例分为两组,一组的事例都含有喷注事件,而另一组的事例都不含有喷注的事件。含有喷注事件的事例中一般认为都有“硬”的相互作用存在,而不含有喷注的事例只存在“软”的相互作用。通过比较这两组事例的

差别,我们就可以来研究“软”、“硬”相互作用的差别。由于实验中,喷注的重建是很困难的,因此不可能将所有的喷注都重建出来。所以想绝对的分出“软”、“硬”事例是不可能的。但是,我们选择一种很松的定义喷注的方法,这种方法虽然会把很多不是喷注的事件误判为喷注,但是却可以将大部分的喷注挑出来。这样我们可以将“最小偏置”的事例分为两组,一部分几乎不含有喷注事件。而另外一组含有喷注比例较高。我们将前一种定义为实验上的“软”事例,而后一种定义为实验上的“硬”事例。这样就可以定性的来研究“软”、“硬”相互作用的差别。

由于我们只是定性的研究,因此不需要将喷注严格的重建出来。我们要求:如果有一个事例,它含有一条带电径迹的横向动量 $p_T > 1.0 \text{ GeV}/c$,并且在它相邻的相空间内有另一条横向动量大于 $0.2 \text{ GeV}/c$ 的径迹,我们就认为这是一个喷注事件。

相邻相空间的定义如图 5.2 所示,为一个以触发的径迹(横向动量 $p_T > 1.0 \text{ GeV}/c$ 的径迹)为轴,半径 $R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)} = 0.7$ 的锥角。这是由于在 CDF 的实验当中对喷注的相空间大小的定义为 0.7 (CDF 的电磁量能器的限制),为了能够和 CDF 的实验结果进行比较,我们选择相同的相空间的定义。

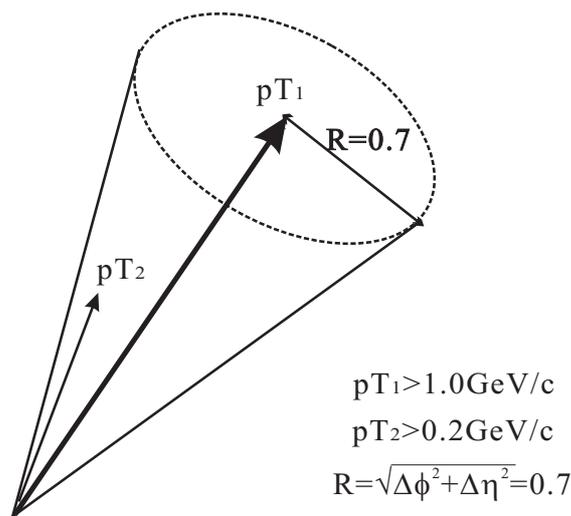


图 5.2 “软”、“硬”事例的定义。Leading track 的横向动量大于 $1.0 \text{ GeV}/c$ 。在相邻的相空间 ($R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)} = 0.7$) 内有另一条横向动量大于 $0.2 \text{ GeV}/c$ 径迹

Fig5.2 The definition of jet cluster. The leading track is required with transversal momentum $p_T > 1.0 \text{ GeV}/c$ and the associated track $p_T > 0.2 \text{ GeV}/c$. The jet cone radius R defined as $R = \sqrt{(\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2)}$ is 0.7.

“硬”事例即定义为至少含有这样一个喷注事件的事例,而“软”事例定义为一个这样的喷注事件都不含有的事例。HIJING 的模拟表明,通过这种定义方法,“软”事例的纯度可以达到 90%以上,而“硬”事例的纯度可以达到 60%~70%。而在所有的“最小偏置”事例当中,“硬”事例的比率只占 25%左右,因此,这种定义方法可以满足数据分析的要求。

在实际的数据分析当中,对于所有带电粒子的数据分析,满足“软”事例定义的

事例为 1.8M，而“硬”的事例为 0.6M。对于 π^- , K^- , \bar{P} 分析的数据，满足“软”事例定义的事例为 2.7M，而“硬”事例为 0.9M。“软”、“硬”事例的比例约为 3 : 1。

5.2.3 事例末态带电粒子多重数的定义

在 200GeV 的质子-质子碰撞中，末态粒子多重数(multiplicity)指的是每个事例产生的原初粒子的数量。它和质子-质子碰撞的作用参数是一个相关联的量。粒子多重数大的事例，一般它的碰撞参数就比较小。从部分子的角度来看，碰撞参数越小时，碰撞时重叠的部分子就越多，产生的末态粒子也相应增加。因此末态粒子多重数是一个很重要的物理量。

在 STAR 探测器中，事例的末态带电粒子多重数定义为末态带电粒子的数量，它是由好的原初带电径迹(good primary track)的数目来确定的。为了减少探测器的探测效率和本底对事例的多重数判断的影响，我们定义事例的带电粒子多重数时要求事例和径迹满足以下条件：

- 1) 径迹的 Number of fit points>15
- 2) 径迹的|dca|<3.0cm
- 3) 径迹的 $|\eta|<0.5$
- 4) 径迹的 $0.4\text{GeV}/c < P_T < 2.0\text{GeV}/c$ (charged hadron), $0.2\text{GeV}/c < P_T < 2.0\text{GeV}/c$ (PID)
- 5) 径迹的 $dE/dx > 0$
- 6) 事例的|VertexZ|<25cm

在对末态带电粒子的进行数据分析时，为了和 CDF 的实验的选择条件保持一致，我们定义带电粒子多重数时要求横向动量 $0.4\text{GeV}/c < P_T < 2.0\text{GeV}/c$ 。这便于试验结果的比较。在进行 π^- , K^- , \bar{P} 分析时，要求横向动量 $0.2\text{GeV}/c < P_T < 2.0\text{GeV}/c$ 。这样可以得到更大的横向动量拟合范围。

在进行末态带电粒子分析时，根据满足挑选条件的事例径迹的数目，我们将事例的带电粒子多重数分为 10 个区间，对应的满足条件的好的原初粒子的数目 $N_{ch}=1, 2, 3, \dots, 10$ 。在 π^- , K^- , \bar{P} 的数据分析中，我们将粒子的多重数分为四个分区，对应的 $N_{ch}=1\sim 3, 4\sim 5, 6\sim 7$ and $9\sim 13$ 。这样我们可以得到更好的统计量，有利于 π^- , K^- , \bar{P} 的鉴别及其性能的研究。

5.2.4 单举带电粒子的分析结果

5.2.4.1 单举带电粒子的横向动量分布

在中心赭快度区间 $|\eta|<0.5$ ，“最小偏置”触发的单举带电粒子的不变微分产额随横向动量的关系如图5.3所示。

在第四章中，我们介绍了如何修正探测器的探测效率、本底以及如何修正“fake

vertex”事例的影响。通过这些方法，我们可以得到真实的末态带电粒子的不变微分产额。我们首先对带电粒子的横向动量的分布先进行效率和本底以及“fake vertex”的修正，然后由修正后的横向动量的分布得到带电粒子的不变微分产额随横向动量的分布。

为了能够很好的描述单举带电粒子的不变微分产额随横向动量的分布，可以用函数进行拟合这一分布，拟合的函数为 Power-Law 函数。它的函数表达式如 Fun5.2 所示：

$$\frac{dN}{2\pi N_{event} P_T dP_T d\eta} = \frac{A}{\left(1 + \frac{P_T}{P_0}\right)^n} \quad \text{Fun5.2)}$$

A, P_0 和 n 为函数的参数，拟合的范围为 (0.4GeV/c, 2.0Gev/c)。图 5.3 中的点为实验数据点，曲线为拟合的函数。

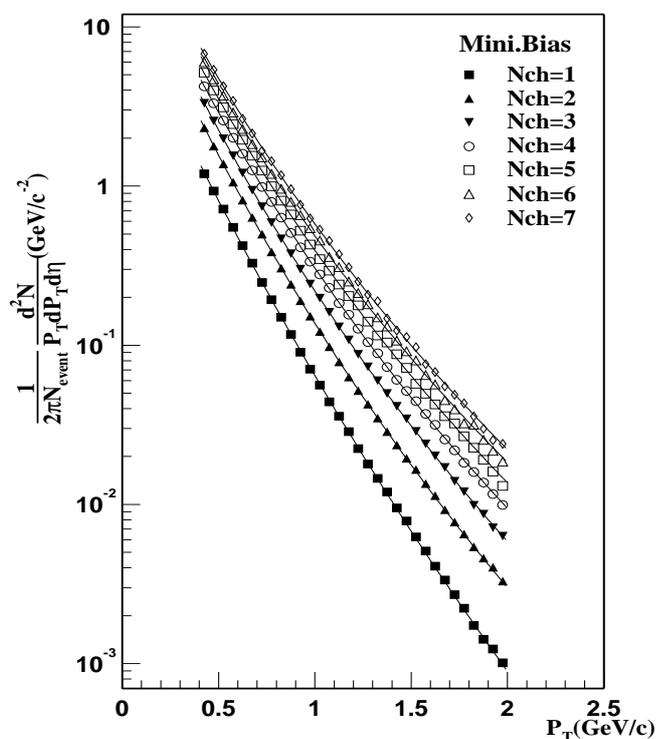


图5.3 在赝快度区间 $|\eta|<0.5$ 和不同的带电粒子多重数区间内，200GeV的质子-质子碰撞产生的“最小偏置”事例的单举带电粒子的不变微分产额随横向动量的分布。拟合的函数为power law function，拟合的区间为(0.4~2.0GeV/c)。

Fig5.3 The transverse momentum distribution of minimum bias inclusive charged hadron invariant yields in mid-pseudorapidity ($|\eta|<0.5$) and in each multiplicity bin. The errors shows are statistical errors only. The solid lines are P_T power law functions fits to the distributions.

“软”、“硬”事例的不变微分产额随横向动量的关系显示在图5.4中。由于我们

触发的粒子的动量为 $P_T > 1.0 \text{ GeV}/c$ 。所以在横向动量 $P_T > 1.0 \text{ GeV}/c$ 时，“软”、“硬”事例的横向动量分布会差生一定的偏差(trigger bias)。为了消除这种偏差。我们只在横向动量范围(0.4 GeV/c, 1.0 GeV/c)内进行拟合，然后在拓展到(1.0 GeV/c, ∞)的横向动量区间。

从图5.3、5.4可以看出，随着粒子多重数的增加，带电粒子的不变微分产额随横向动量分布的递减趋势越来越平缓。

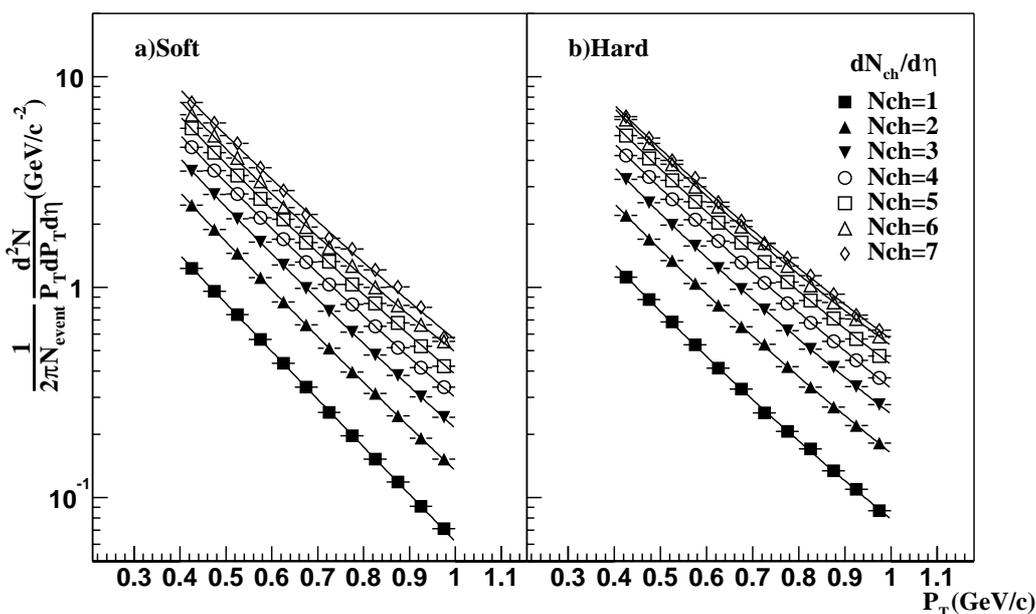


图5.4 在赝快度区间 $|\eta| < 0.5$ 和不同的带电粒子多重数区间内，200 GeV的质子-质子碰撞产生的“软”、“硬”事例的单举带电粒子的不变微分产额随横向动量的分布。拟合的函数为power law function，拟合的区间为(0.4~1.0 GeV/c)。

Fig5.4 The transverse momentum distribution of ‘soft’ and ‘hard’ inclusive charged hadron invariant yields in mid-pseudorapidity ($|\eta| < 0.5$) and in each multiplicity bin. The errors shows are statistical errors only. The solid lines are PT power law functions fits to the distributions.

5.2.4.2 事例末态带电粒子多重数的修正

用来定义事例的带电粒子多重数的 N_{ch} 只是一个相对于探测器的测量值，并不是真实的事例的带电粒子多重数。例如对于 $N_{ch}=2$ ，它对应的碰撞参数为 b 。而在碰撞参数为 b 时，在赝快度 $|\eta| < 0.5$ ，横向动量为0.4~ ∞ 的范围内的真实的原初粒子数目为 N_{ch}^* 。由于探测效率、本底等因素的影响， N_{ch}^* 显然不等于 N_{ch} 。为了能够消除探测器的探测效率、本底等因素影响，得到真实的末态带电粒子多重数 N_{ch}^* 。我们需要对于探测效

率和本底进行修正。这样才能得到真实的带电粒子多重数。这样得到的结果才能和模型的计算结果即不同谱仪的实验数据之间进行比较。

通过函数 Fun5.2 拟合图 5.3 所示的带电粒子的单举不变微分产额随横向动量的分布，我们可以得到修正了探测效率和本底等因素的末态带电粒子的真实分布。我们通过函数 Fun5.2 将这种分布拓展到 $(0.4\text{GeV}/c, \infty)$ 范围，函数 Fun5.2 积分后可以得到 $(0.4\text{GeV}/c, \infty)$ 范围内的事例粒子多重数 N_{ch}^* 。得到的数值列在表 Table5.2 中。

末态带电粒子多重数 N_{ch}^* 的误差是由调节拟合参数的值而得到。拟合函数的拟合优度是一个衡量拟合的参数，我们调节函数的参数 A , P_0 和 n 使函数的拟合优度改变 1，这样积分得到的带电粒子多重数就会从原来的数值上晃动一个 σ 。通过这种方法，我们可以得到事例的带电粒子多重数 N_{ch}^* 的误差。修正后的 N_{ch}^* 列在表 5.2 当中。

表 5.2 “最小偏置”事例的粒子多重数

Table5.2 Multiplicity in the Minimum bias Events

Multiplicity Bin	Origin Nch	Event numbers	Final Nch [*]
1	1	1.1961e+06	1.00±0.03
2	2	640323	2.01 ±0.02
3	3	315806	3.03± 0.03
4	4	150820	4.05 ± 0.07
5	5	71035	5.07 ± 0.09
6	6	32319	6.09 ± 0.18
7	7	14860	7.10 ± 0.28
8	8	6465	8.13 ±0.48
9	9	2709	9.15± 0.77
10	10	1178	10.6± 1.46

在 π^- , K^- , \bar{P} 的数据分析中，我们将粒子的多重数分为四个分区，对应的 $N_{\text{ch}}=1\sim 3$, $4\sim 5$, $6\sim 7$ and $9\sim 13$ 。经过修正，它们的 $dN_{\text{ch}}/d\eta$ 分别为 2.47 ± 0.17 , 6.12 ± 0.21 , 8.81 ± 0.20 和 12.41 ± 0.20 。对于“软”、“硬”事例的带电粒子多重数也是做同样的处理。它们的带电粒子多重数修正后的值在 $N_{\text{ch}}\leq 8$ 和“最小偏置”事例基本相等。

5.2.4.3 平均横向动量 $\langle P_T \rangle$ 和粒子多重数 N_{ch} 的关系

如第二章所述，平均横向动量 $\langle P_T \rangle$ 和粒子多重数 N_{ch} 的关联关系已经在很多实验中被观测到。在最近 Tevetron 上的 CDF 探测器测量到，在“软”的事例中，平均横向动量和带电粒子多重数的关系不依赖于碰撞能量。在 CDF 探测器的实验中所采用的喷注重建方法和我们的方法差别很小，CDF 要求触发粒子的横向能量大于 1GeV ，在相邻相空间 ($R=0.7$) 内的粒子的横能量要大于 0.1GeV 。模拟表明，在 200GeV 时，这种差别可以忽略。因此我们可以比较我们的分析结果和 CDF 探测器得到的结果，系统地研究在不同的碰撞质心系能量下，平均横向动量 $\langle P_T \rangle$ 和粒子多重数 N_{ch} 的关联关系。

但由于我们分析的数据的赝快度区间为 $|\eta|<0.5$ ，而CDF实验的赝快度区间为 $|\eta|<1.0$ ，因此我们需要对我们分析得到的实验结果进行转换，使它可以和赝快度区间为 $|\eta|<1.0$ 的结果可以进行比较。

由于HIJING产生器可以很好的重复UA1上测量的200GeV的质子-反质子碰撞的带电粒子在赝快度区间 $|\eta|<2.4$ 的分布。因此我们可以用HIJING来模拟研究不同赝快度区间的差别，然后利用产生器计算的结果将赝快度区间为 $|\eta|<0.5$ 的实验结果拓展到赝快度区间为 $|\eta|<1.0$ 。图5.5显示的为用HIJING产生器得到的两个赝快度区间内带电粒子多重数和平均横向动量的关系。从图5.5可以看出，赝快度区间为 $|\eta|<1.0$ 的粒子多重数是赝快度区间 $|\eta|<0.5$ 的1.5~2.0倍。而赝快度区间 $|\eta|<1.0$ 的平均横向动量和赝快度区间 $|\eta|<0.5$ 的平均横向动量基本一致，并不随多重数的变化而变化。利用这种映射关系，结合我们的实验结果，我们可以得到200GeV质子-质子碰撞中，赝快度区间 $|\eta|<1.0$ 内的平均横向动量和粒子多重数的关系。

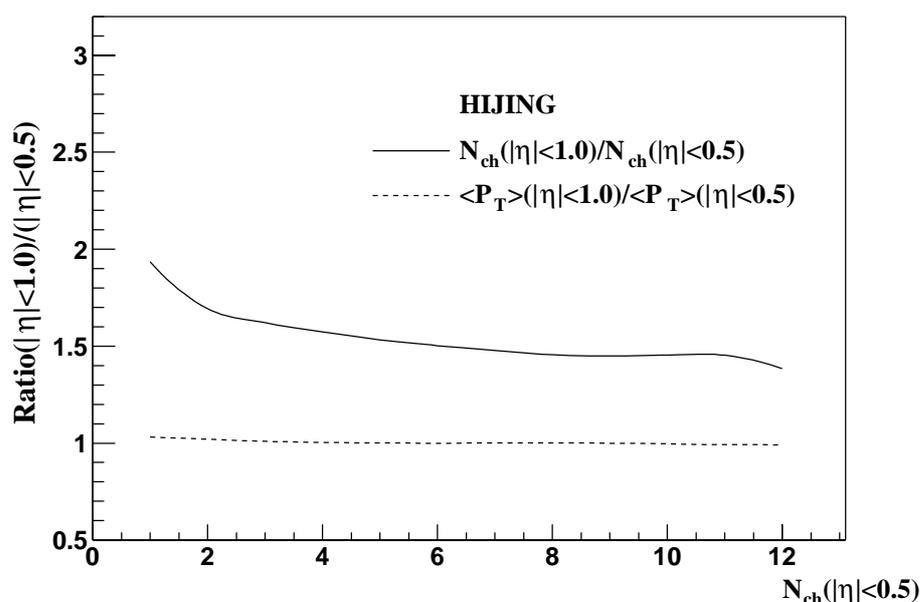


图5.5 HIJING产生器计算得到的，赝快度区间 $|\eta|<0.5$ 和 $|\eta|<1.0$ 的带电粒子多重数和横向动量的比值。

Fig5.5 The ratio of multiplicity (N_{ch}) and $\langle P_T \rangle$ between pseudorapidity $|\eta|<0.5$ and $|\eta|<1.0$ from HIJING calculations. The $\langle P_T \rangle$ show little dependence on multiplicity (N_{ch}) but multiplicity decrease from 2.0 to 1.5 with N_{ch} .

为了得到不同带电粒子多重数的平均横向动量，我们将函数Fun5.2拟合得到的参数带入公式Fun5.3中，计算出带电粒子在不同带电粒子多重数下的平均横向动量。计算平均横向动量所用的公式如下所示：

$$\langle P_T \rangle = \int_{0.4}^{\infty} \frac{P_T^2}{\left(1 + \frac{P_T}{P_0}\right)^n} / \int_{0.4}^{\infty} \frac{P_T}{\left(1 + \frac{P_T}{P_0}\right)^n} \quad (\text{Fun5.3})$$

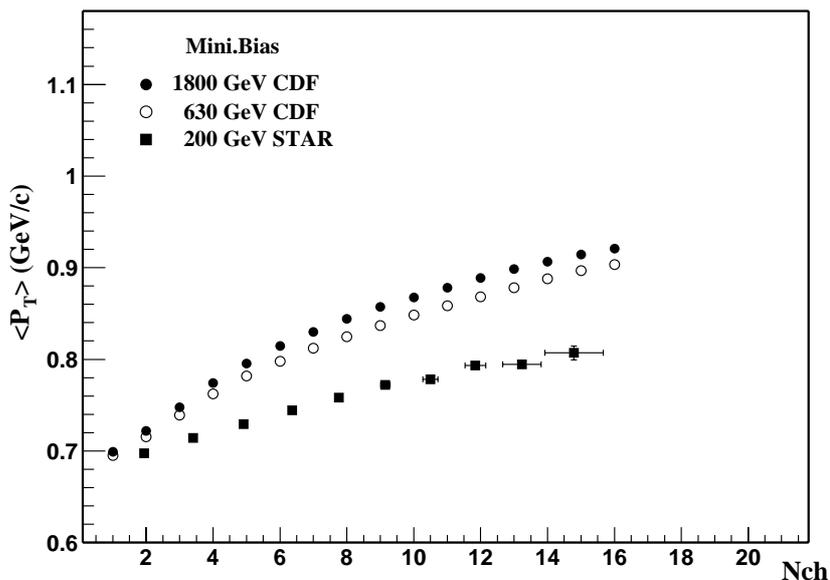


图5.6 在不同的碰撞质心系能量下，“最小偏置”触发事例中平均横向动量 $\langle P_T \rangle$ 随带电粒子多重数的分布。STAR的数据经过HIJING从赙快度 $|\eta| < 0.5$ 拓展到 $|\eta| < 1.0$ 。 $\langle P_T \rangle$ 的数据误差为统计误差。

Fig5.6 The multiplicity (Nch) dependence of mean transverse momentum $\langle P_T \rangle$ in minimum bias events. The error bars are statistical errors only. The STAR acceptance is extended from $|\eta| < 0.5$ to $|\eta| < 1.0$ by HIJING.

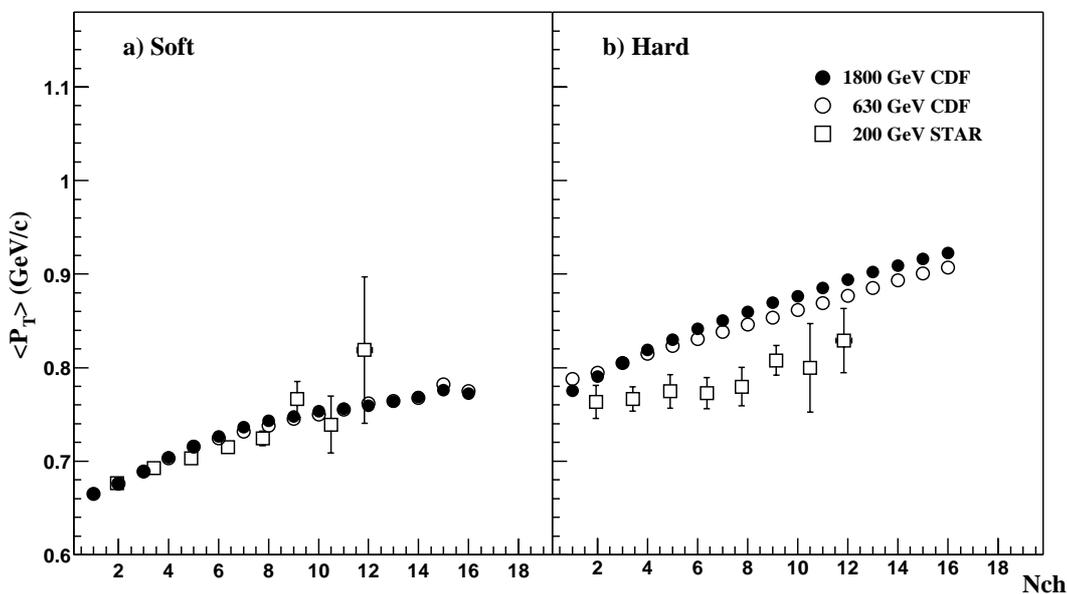


图5.7 在不同的碰撞质心系能量下，“软”、“硬”事例中平均横向动量 $\langle P_T \rangle$ 随粒子多重数的分布。STAR的数据经过HIJING从赙快度 $|\eta| < 0.5$ 外推到 $|\eta| < 1.0$ 。 $\langle P_T \rangle$ 的数据误差为统计误差。

Fig5.7 The multiplicity (Nch) dependence of mean transverse momentum $\langle P_T \rangle$ in “soft” and “hard” events. The error bars are statistical errors only. The STAR

acceptance is extended from $|\eta| < 0.5$ to $|\eta| < 1.0$ by HIJING.

在赝快度 $|\eta| < 1.0$ 内,不同碰撞质心系能量下,平均横向动量和粒子多重数的关系显示在图5.6、图5.7中。其中图5.6显示为“最小偏置”的事例在不同碰撞质心系能量下,平均横向动量和带电粒子多重数的关系,而图5.7显示的是“软”、“硬”事例的平均横向动量和带电粒子多重数的关系。CDF和STAR的实验结果均只有统计误差。

从图5.6可以看出,在碰撞能量为200GeV时,“最小偏置”的事例的平均横向动量和带电粒子多重数的关系和质心系能量为630GeV和1800GeV时明显不同,而后两者的关系很接近。根据多部分子碰撞模型,平均横向动量和带电粒子多重数的关系是由多对部分子相互作用产生的。在质心系为500GeV时,存在一个阈值。当碰撞的质心系能量大于500GeV时,会产生三对和三对以上的部分子相互作用。由此可以推出,质心系能量为630GeV和1800GeV时,平均横向动量和带电粒子多重数的关系会很接近,而在200GeV时,关联主要是由两对部分子的相互作用产生的,因此和质心系能量为630GeV、1800GeV时明显不同。在STAR下一步的实验当中,将运行500GeV的质子-质子碰撞,我们可以进一步对这一模型进行验证。

从图5.7(a)中可以看出,在“软”事例当中,平均横向动量和带电粒子多重数的关系和碰撞的质心系能量是无关的。而这一无关性在“最小偏置”事例和“硬”的事例中都没有被观测到,结果如图5.6、Fig5.7(b)所示。这一无关性是现在所有的理论模型所都不能给予解释的。这表明我们现今的唯象模型都还不是十分的完善。

从图5.7(a)中还可以看出,在小的带电粒子多重数的区间,平均横向动量也随着粒子多重数上升。我们知道,在“软”的事例当中,对于带电粒子多重数很小的事例,几乎不存在喷注,因此表明小喷注不是产生平均横向动量和带电粒子多重数的关联的唯一因素。

5.2.5 π^- , K^- , \bar{P} 的数据分析结果

有喷注产生的不同粒子的横向动量分布和产额在正负电子的对撞中已经得到一些研究[5.25]。这对于喷注的碎裂函数的研究有着重要的意义。但是对于小喷注,实验重建它非常困难,因此严格的研究小喷注产生的不同粒子的横向动量分布和产额在实验上非常困难。同时,在质子-质子碰撞中,由于质子-质子碰撞产生的“软”的本底很大,因此研究小喷注产生的不同粒子的横向动量分布和产额就更加困难。

由于我们可以将“最小偏置”的事例分为“软”、“硬”两组事例。“硬”的事例大都含有喷注事件,而“软”的事例则相反,因此我们可以通过比较在这两种事例当中的不同粒子的横向动量分布和产额来定性的研究小喷注碎裂产生的不同粒子的性质。从而研究在质子-质子相互作用当中小喷注对不同粒子产额的影响。而在核-核碰撞中有大量的小喷注产生,我们可以利用p-p碰撞得到的分析结果来建立一个参考的标

准，了解在复杂的核-核碰撞当中小喷注在奇异粒子和重子的产生中所起的作用 [5.26-5.27]。

5.2.5.1 π^- , K^- , \bar{P} 的不变微分产额随横向动量分布

如第四章所述，通过STAR探测器的时间投影室测量到的带电粒子的电离损失，我们可以对 π^- , K^- , \bar{P} 进行粒子鉴别。鉴别的方法是通过4个高斯函数拟合不同横向动量和快度区间的电离参数 Z 的分布，从而得到在不同的横向动量和快度区间的 π^- , K^- , \bar{P} 的产额。对于每一个带电粒子多重数区间，我们都作类似的处理，这样我们就可以得到不同的带电粒子多重数下，在快度区间 $|y| < 0.2$ 的 π^- , K^- , \bar{P} 的横向动量的不变微分产额。图5.8到图5.10分别显示的是“最小偏置”、“软”、“硬”事例中，不同带电粒子多重数下，在快度区间 $|y| < 0.2$ 的 π^- , K^- , \bar{P} 的不变微分产额随横向动量的分布。为了能够得到在整个横向动量区间的不同粒子的产额。我们用不同的模型在测量到的横向动量区间内进行拟合，然后再拓展到整个横向动量区间。我们用来拟合的模型随粒子的不同而不同。通过各种不同的模型函数的拟合，可以减少拓展结果对模型的依赖关系，以得到真实的粒子的产额。对于 π^- 介子我们用来拟合的模型分别为：(a) 横向质量的玻色爱因斯坦分布(Bose-Einstein distribution in m_T) [$\propto 1/(\exp(m_T/T)-1)$], (b) 横向质量的指数分布(exponential distribution in m_T), [$\propto \exp(-(m_T-m_0)/T)$] 以及(c)横向动量的指数分布(exponential distribution), P_T [$\propto \exp(-P_T)$]。对于 K^- 介子我们用来拟合的模型分别为：(a) 横向质量的玻色爱因斯坦分布(Bose-Einstein distribution in m_T) [$\propto 1/(\exp(m_T/T)-1)$], (b) 横向质量的指数分布(exponential distribution in m_T), [$\propto \exp(-(m_T-m_0)/T)$] 以及(c) 横向质量的麦克斯维-波尔兹曼分布(Maxwell-Boltzmann distribution in m_T), m_T [$\propto m_T \exp(-(m_T-m_0)/T)$]。对于 \bar{P} 用来拟合的模型分别为：(a) 横向动量的高斯分布(Gaussian distribution in P_T) [$\propto \exp(-P_T^2/2\sigma^2)$], (b) 横向质量的指数分布，以及(c) 横向质量的麦克斯维-波尔兹曼分布。

因为横向质量和横向动量有如下的关系：

$$\begin{aligned} \because m_T &= \sqrt{m_0^2 + P_T^2} \\ 2\pi m_T dm_T &= 2\pi P_T dP_T \\ \therefore \frac{dN}{2\pi m_T dm_T dy} &= \frac{dN}{2\pi P_T dP_T dy} \end{aligned}$$

所以从数值上来讲，以横向质量为变量的不变微分产额和以横向动量为变量的不变微分产额是相等的。不管用的拟合所用的函数有什么不同，图中统一用横动量作为变量。

π^- , K^- , \bar{P} 的横向动量的不变微分产额显示在图5.8~图5.10中，图中的误差为点对

点的系统误差和统计误差。

对于“最小偏置”、“软”、“硬”事例中， π^- , K^- , \bar{p} 的横向动量的不变微分产额的拟合结果列在附件1的表1, 表2, 表3中。从这些表中可以看出，函数的拟合优度都很合理，每个自由度的 χ^2 都在1左右，相差不到一个数量级。从这些拟合的函数，我们可以得到 π^- , K^- , \bar{p} 的平均横向动量，产额和带电粒子多重数的关系。拟合得到的不同粒子的产额以及平均横向动量的系统误差主要来自于不同函数拟合得到的结果之间的差别。

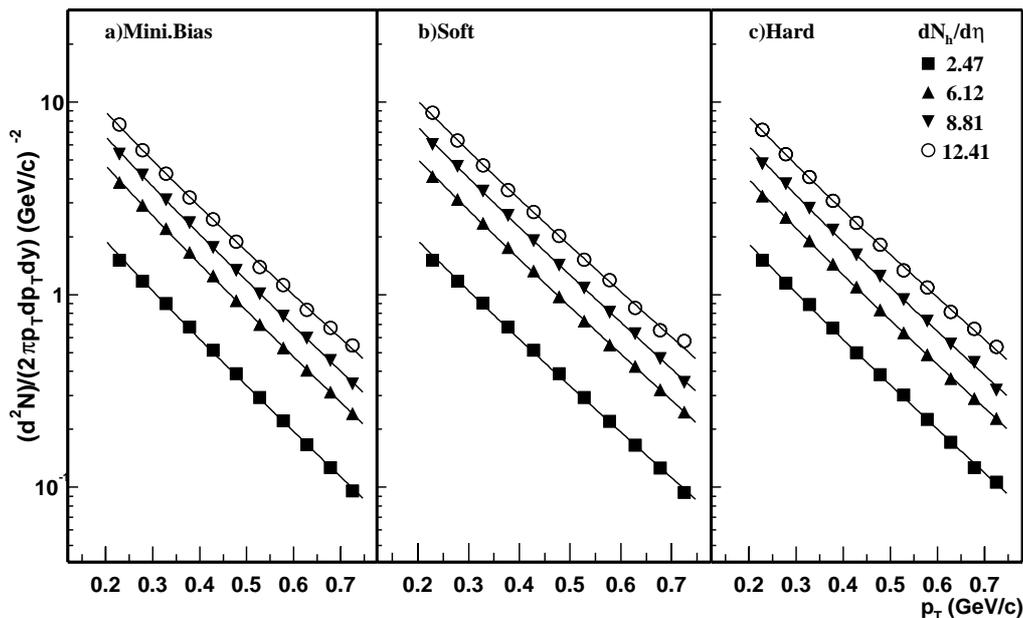


图5.8 在“最小偏置”、“软”和“硬”事例当中单举 π^- 粒子在快度区间 $|y|<0.2$ 的不变微分产额在不同的带电粒子多重数区间内，随横向动量的分布。图中的误差包括统计误差和点对点(point-to-point)的系统误差。整个归一化的关联误差为5%。图中拟合的函数为Bose-Einstein分布。

Fig5.8 The transverse momentum distribution of inclusive π^- invariant yield at mid-rapidity $|y|<0.2$ in four multiplicity bins in soft, hard, and minimum bias events. Errors shown are quadrature of statistical error and point-point systematic error. Additional correlated systematic errors due to normalization is estimated to 5%. The solid lines are Bose-Einstein distributions.

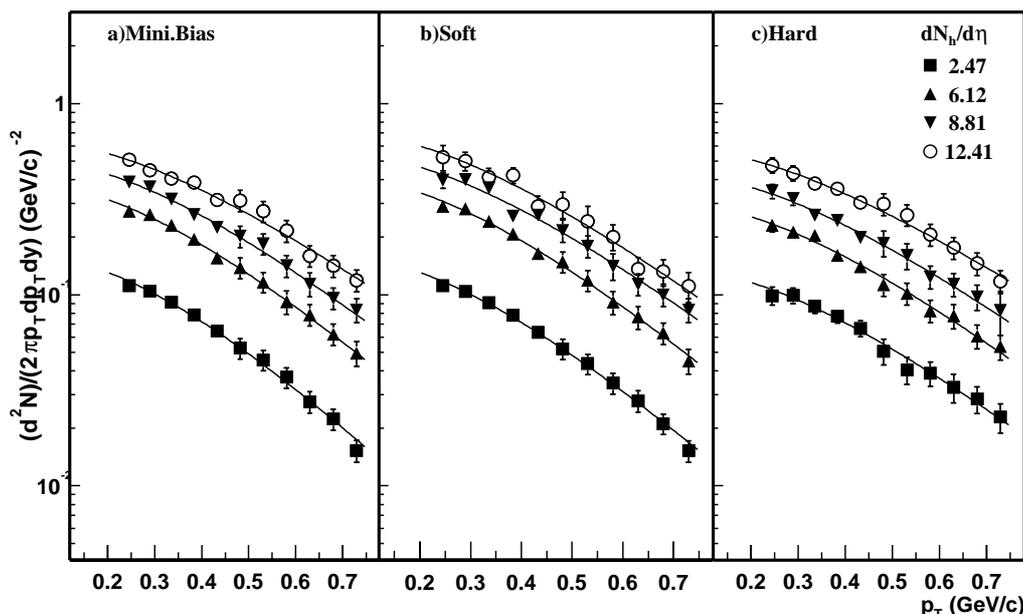


图5.9 在“最小偏置”、“软”和“硬”事例当中，单举 K^- 粒子在快度区间 $|y|<0.2$ 的不变微分产额过在不同的带电粒子多重数区间内，随横向动量的分布。图中的误差包括统计误差和点对点(point-to-point)的系统误差。整个归一化的关联误差为5%。图中拟合的函数为Maxwell-Boltzmann分布。

Fig5.9 The transverse momentum distribution of inclusive K^- invariant yield at mid-rapidity $|y|<0.2$ in four multiplicity bins in soft, hard, and minimum bias events. Errors shown are quadrature of statistical errors and point-point systematic errors. Additional correlated systematic errors due to normalization is estimated to 5%. The solid lines are Maxwell-Boltzmann distributions.

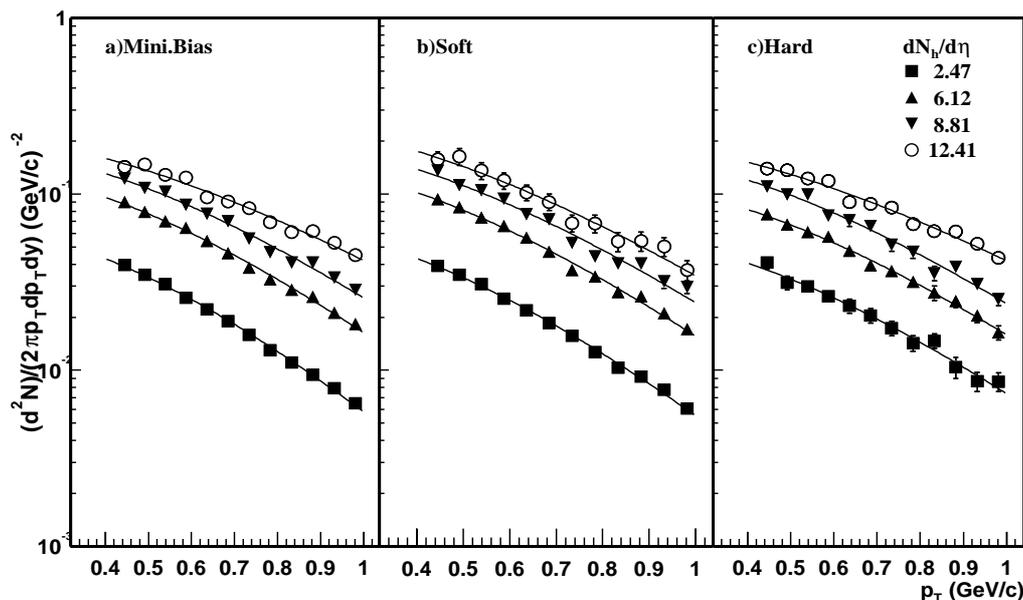


图5.10 在“最小偏置”、“软”和“硬”事例当中，单举的 \bar{P} 粒子在快度区间 $|y|<0.2$

的不变微分产额在不同的带电粒子多重数区间内，随横向动量的分布。图中的误差包括统计误差和点对点(point-to-point)的系统误差。整个归一化的关联误差为5%。图中拟合的函数为Maxwell-Boltzmann分布。

Fig5.10 The transverse momentum distribution of inclusive \bar{P} invariant yield at mid-rapidity $|y| < 0.2$ in four multiplicity bins in soft, hard and minimum bias events. Errors shown are quadrature of statistical errors and point-point systematic errors. Additional correlated systematic errors due to normalization is estimated to 5%. The solid lines are Maxwell-Boltzmann distributions.

5.2.5.2 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横向动量和带电粒子多重数的关系

不同粒子的平均横向动量和粒子多重数的关系在以前的实验当中被反复研究过。不同粒子的平均横向动量和粒子多重数的关联是不同的，这一现象一直没有得到理论的真正解决。通过对“最小偏置”、“软”、“硬”这三种不同事例的平均横向动量和粒子多重数的关系的分析，可以帮助我们进一步了解不同粒子在质子-质子碰撞中的横向动力学问题。尤其可以了解小喷注对于这种关联所起的作用。

通过不同的函数对粒子的不变微分产额随横向动量分布的拟合，我们可以得到在三种不同事例中，不同的带电粒子多重数下，各种粒子的平均横向动量和带电粒子多重数的关系，结果如图5.11所示。其中 π^- , K^- , \bar{P} 的平均横向动量 $\langle P_T \rangle$ 由横向质量的指数分布模型拟合得到。对于 π^- 介子，它在“最小偏置”、“软”、“硬”三种不同事例中的系统误差均小于3%。对于 K^- 介子和反质子，在“最小偏置”事例中的系统误差随着带电粒子多重数的变大从3%变大到7%。而在“软”的事例当中，系统误差为4%，在“硬”的事例当中，系统误差随着带电粒子多重数的变大，变化范围从3%变大到9%。

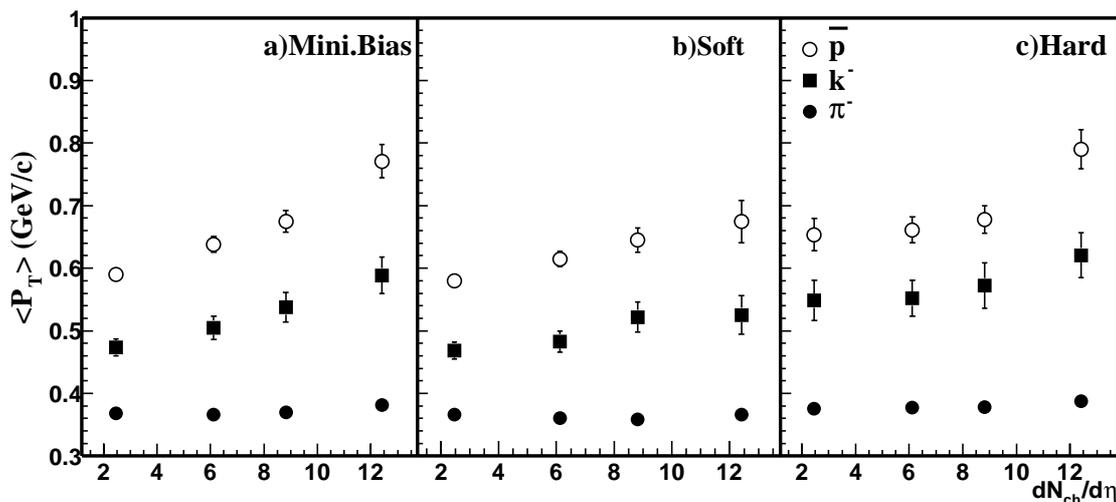


图5.11在“最小偏置”触发、“软”和“硬”的事例的单举的 π^- , K^- 介子和反质子在

心快速度区间 $|y|<0.2$ 的平均横向动量和带电粒子多重数的关系。 π^- 的系统误差在三种事例中为3%。随着粒子多重数的增加, K^- , \bar{P} 在“最小偏置”事例中从3%到7%而在“软”事例中为4%,在“硬”事例中从5%增加到9%。

Fig5.11 The multiplicity dependence of the extracted $\langle P_T \rangle$ with $|y|<0.2$. The error bars are statistical errors only. The systematic errors of π^- are about 3% in minimum bias, soft events and hard events. The systematic errors for K^- , \bar{P} are about 3%~7% in minimum bias events, 4% in soft events and 5%~9% in hard events from low multiplicity to high.

从图5.11可以看出,在“软”的事例当中,除了 π^- 介子,其余两种粒子的平均横向动量 $\langle P_T \rangle$ 在很小的粒子多重数时就开始上升。这进一步表明小喷注不是平均横向动量 $\langle P_T \rangle$ 随粒子多重数上升的唯一原因。

5.2.5.3 “软”,“硬”事例中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值

由前面所述的函数拟合 π^- , K^- , \bar{P} 的不变微分产额随横向动量分布可以得到不同带电粒子多重数下的 π^- , K^- , \bar{P} 的产额。这样我们可以计算出, K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值随带电粒子多重数的关系。图5.12显示的为“软”、“硬”两种事例的 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值随粒子多重数的关系。其中产额由横向质量的指数分布拟合得到。图中标出的误差为拟合得到的由统计误差和点对点的系统误差的叠增加值。全局的系统误差没有画在图中。整个误差,包括系统误差和统计误差小于7%。由PYTHIA[5.28]和HIJING产生器计算得到的结果以及200GeV的Au-Au中心碰撞的实验结果也画在图中。

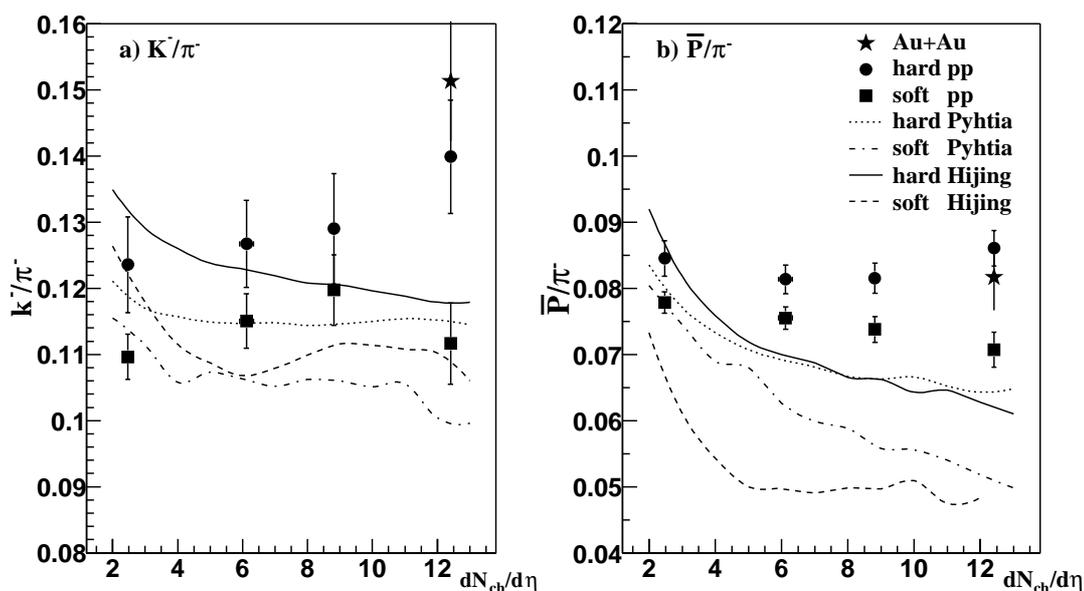


图5.12 在中心快速度区($|y|<0.2$) K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值和单位赭快速度带电粒子多重数的关系。 π^- , K^- , \bar{P} 的产额由 m_T 的指数分布拟合得到。图中的误差包括由点对点的系统

误差和统计误差得到的误差值。由PYTHIA和HIJING产生器计算得到的结果以及200GeV Au-Au中心碰撞的实验结果也标在图中。

Fig5.12 The K^-/π^- , \bar{P}/π^- yield ratios in mid-rapidity ($|y|<0.2$). The yields are gotten by m_T exponential distribution function fit. The error bars are statistical errors and point-to-point sytem errors. The results from HIJING and PYTHIA calculations are drawn in different line styles.

为了能够更好的比较“软”、“硬”两种事例的 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值的差别。我们定义两个变量：

$$\text{hard}(K^-/\pi^-)/\text{soft}(K^-/\pi^-)$$

$$\text{hard}(\bar{P}/\pi^-)/\text{soft}(\bar{P}/\pi^-)$$

由于对于“软”、“硬”两种事例， π^- , K^- , \bar{P} 的产额的全局误差是保持一致的，同时不同的模型拟合对于它们的影响也是一致的。因此，用这两个变量可以更好的来比较“软”、“硬”两种事例的 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值的差别。这两个变量和粒子多重数的关系在图5.13中。可以看出在误差范围内， $\text{hard}(K^-/\pi^-)/\text{soft}(K^-/\pi^-)$, $\text{hard}(\bar{P}/\pi^-)/\text{soft}(\bar{P}/\pi^-)$ 在四个带电粒子多重数的区间上基本都大于1。图5.12和图5.13表明在“硬”事例中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值要大于“软”事例。这和PYTHIA [5.28] 和 HIJING 产生器预测的结果相吻合。但是PYTHIA 和 HIJING 产生器都不能简单地重复 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值和带电粒子多重数的关系。在分析的结果中， K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值随粒子多重数的增加而增加。但是在PYTHIA 和 HIJING 产生器中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值随带电粒子多重数的增加而减少。这表明小喷注可以增加奇异粒子和重子的产生，但不是奇异粒子和重子的产额增加的唯一原因。相同单位核子质心系能量下的金-金碰撞的 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值和这两种事例的结果比较没有发现超过系统误差外的差别。

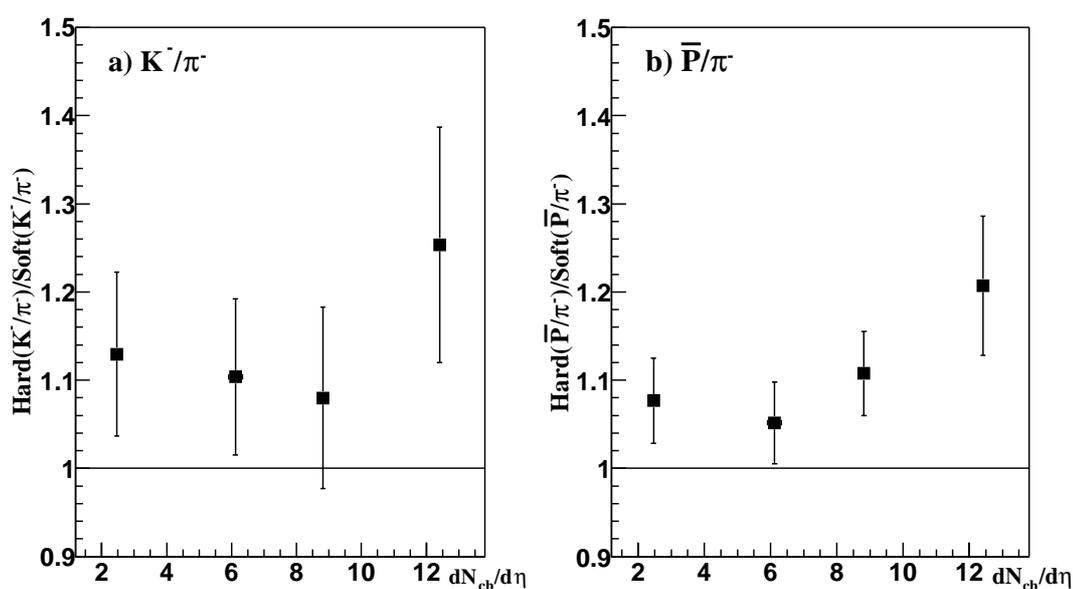


图5.13 $\text{hard}(K^-/\pi^-)/\text{soft}(K^-/\pi^-)$, $\text{hard}(\bar{P}/\pi^-)/\text{soft}(\bar{P}/\pi^-)$ 和单位横快度粒子多重数的关系。数据中包括统计误差和系统误差。

Fig5.13 The distributions of $\text{hard}(K^-/\pi^-)/\text{soft}(K^-/\pi^-)$, $\text{hard}(\bar{P}/\pi^-)/\text{soft}(\bar{P}/\pi^-)$ with $dN_{ch}/d\eta$. The error bars are statistical errors and systematic errors added in quadrature.

5.3 结论

从本章的分析结果当中可以看出，由两个粒子之间的方位角关联分布证明了在200GeV的质子-质子碰撞当中存在着Leading Particle的横向动量为1~2个GeV/c的小喷注。通过简单的喷注重建的方法，我们可以把“最小偏置”触发的事例在实验上分为“软”的和“硬”的两种事例。在这两种事例组中，“软”事例基本不含有“硬”的相互作用，而“硬”的事例大都含有“硬”的相互作用。通过和CDF的结果比较进一步验证了，在“软”的事例当中，从RHIC到Tevatron的能量，平均横向动量和带电粒子多重数的关联和碰撞的质心系能量无关。而在“最小偏置”事例和“硬”的事例中都没有观测到这种无关性。同时还对 π^- , K^- , \bar{P} 在这两种事例组内的产额的比值进行了研究。“软”、“硬”两种事例的 K^-/π^- 的比值和 \bar{P}/π^- 的比值的比较表明，“硬”的相互作用可以增加强子-强子相互作用中的奇异粒子和重子的产额。这一结果和含有小喷注机制的PYTHIA和HIJING产生器的预测结果相吻合。但是PYTHIA和HIJING产生器都不能重复“软”、“硬”两种事例的 K^-/π^- 的比值和 \bar{P}/π^- 的比值随带电粒子多重数的变化关系。这表明小喷注的产生不是导致奇异粒子和重子的产额增加的唯一原因。同时实验结果也表明，在同能量的金-金碰撞的 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值和这两种事例的结果比较也没有发现超过系统误差外的差别。核子-核子碰撞是核-核碰撞的一个基本参考过程。本论文对这一基本过程进行细微的分析研究，所得到的结果无疑将为研究相对论重离子碰撞提供重要的参考。随着STAR探测器的进一步的升级，对粒子鉴别能力会进一步提高。我们可以更加准确地研究强子-强子、核子-核子碰撞中各种粒子产生机制。为我们更深入地了解相对论重离子碰撞提供重要信息。

Reference:

- [5.1] T.K. Gaisser et al., Phys. Lett. B 166(1986) 219
- [5.2] G. Arnison et al., Phys. Lett. B 132, 223(1983)
- [5.3] C.Adler et al., (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 90, 082302(2003)
- [5.4] D. Acosta et al (CDF Collaboration). Phys. Rev. D65, 072005,(2002)
- [5.5] STAR Collaboration, NIM papers
- [5.6] F.S. Bieser et al., Nucl. Instrum. Meth. A 499, 766 (2003)

- [5.7] J. Adams et al, Phys. Rev. Lett. 91, 172302 (2003)
- [5.8] K.H. Ackermann, et al. (STAR Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. A499, 624 (2003)
- [5.9] C. Adler, et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett.87, 262302 (2001)
- [5.10] C. Adler, et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. 86, 4778 (2001)
- [5.11] J. Adams et al. (STAR Collaboration), nucl-ex/0310004
- [5.12] C.M.G Lattes, Y. Fujimoto and S. Hasegama, Phys. Rep.65, 151 (1980)
- [5.13] J.D. Bjorken and L.D. McLerran, Phys. Rev. D 20,2353 (1979)
- [5.14] T.H. Burnett et al. , Phys. Rev. Lett 57,3249(1986)
- [5.15] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **118B**, 167 (1982)
- [5.16] A. Breakstone *et al.*, Phys. Lett. **132B**, 463 (1983); Phys. Lett. B **183**, 227 (1987); Z. Phys. C **33**, 333 (1987).
- [5.17] E735 Collaboration, T. Alexopoulos *et al.*, Phys. Rev. D **48**, 984 (1993). S.H. Oh, Nucl. Phys. B, **25**, 40 (1992).
- [5.18] E735 Collaboration, T. Alexopoulos *et al.*, Phys. Lett. B **336**, 599 (1994); Phys. Rev. Lett. **60**, 1622 (1988); N. Moggi, Nucl. Phys. B,**71**, 221 (1999).
- [5.19] S. Barshay, Phys. Lett. **127B**, 129 (1983).
- [5.20] L. Van Hove, Phys. Lett. **127B**, 138 (1982); R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento **6**, 10 (1983); J.D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [5.21] X. Wang and C. Hwa, Phys. Rev. D **39**, 187 (1989); M. Jacob, CERN Report No. CERN/TH. 3515, (1983); F.W. Bopp, P. Aurenche, and J. Ranft, Phys. Rev. D **33**, 1867 (1986).
- [5.22] S.G. Matinian, W.D. Walker, Phys. Rev. D 59, 034022 (1999)
- [5.23] L.McLerran, et al., Phys. Lett. B 514 29(2001)
- [5.24] T. Alexopoulos, et al. ,E735 PLB 435 (1998) 453
- [5.25] P.Abreu, et al. , (DELPHI Collaboration), Z. Phys. C 73, 11–59 (1996)
- [5.26] F. Sikl'ér (NA49 Collaboration), Nucl. Phys. A661, 45c(1999); I.G. Bearden, et al. (NA44 Collaboration), Phys. Lett. B471, 6 (1999); H. Bøggild, et al. (NA44 Collaboration), Phys. Rev. C59, 328 (1999); S.V. Afanasiev, et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. C59, 328 (1999); S.V. Afanasiev, et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. C66, 054902 (2002).
- [5.27] PHENIX Collaboration, K. Adcox et al., Phys. Lett. B561, 82 (2003); PHENIX Collaboration, S.S. Adler et al., nucl-ex/0305036.
- [5.28] T.Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 82, 749(1994); G.Marchesini, B.R. Webber, G.Abbiendi, I.G. Knowles, M.H.Seymour, and L. Stanco, *ibid.* **67**, 465 (1992).

总结

本篇论文主要介绍了对STAR探测器200GeV的质子-质子碰撞过程中的数据分析结果。由两个粒子之间的方位角关联分布证明了在200GeV的质子-质子碰撞当中存在着Leading Particle的横动量为1~2个GeV/c的小喷注。通过简单的喷注重建的方法,我们可以把“最小偏置”触发的事例在实验上分为“软”的和“硬”的两种事例。通过对“软”、“硬”事例的分析并和CDF的结果比较进一步证明了在“软”事例当中,从RHIC到Tevatron的能量,平均横动量和带电粒子多重数的关联和碰撞的质心系能量无关。而在“硬”事例和“最小偏置”触发的事例当中不存在这一性质。这是目前的现有的理论所不能解释的,这表明现有的唯象模型理论都或多或少的存在着一些缺陷,这一分析的实验结果对现有唯象模型理论的进一步改进有着重要的参考价值。

本篇论文同时还对这两种事例组内 π^- , K^- , \bar{P} 等粒子的产额和平均横向动量的性质进行了研究比较。“软”、“硬”两种事例的 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值的比较显示,“硬”事例中 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值要比“软”事例中高,这表明“硬”的相互作用可以增加强子-强子相互作用中的奇异粒子和重子的产额。这一结果和含有小喷注机制的PYTHIA和HIJING产生器的计算结果相吻合,但是PYTHIA和HIJING产生器都不能重复“软”、“硬”两种事例的 K^-/π^- , \bar{P}/π^- 的比值随粒子多重数的关系。这表明“硬”相互作用不是促使奇异粒子和重子的产额增加的唯一原因。我们相信,质子-质子碰撞中“软”的和“硬”的两种基本相互作用的研究结果可以帮助我们理解强子相互作用的末态粒子的产生机制,同时也可以帮助我们了解复杂的核-核碰撞过程。

本章同时重点介绍了在博士工作期间对多层电阻板室(MRPC)及MRPC-TOF的研究。这部分的内容包括MRPC的宇宙线测量装置及测量结果,MRPC-TOF的模拟等。结果表明,MRPC的宇宙线测量装置可以达到70ps左右的时间分辨和1000/hour的宇宙线计数率,满足了MRPC的测量和研究的要求。同时研究表明,在宇宙线的测量下,MRPC的时间分辨可以达到80ps左右,探测效率大于90%,满足了建造飞行时间谱仪的需要。在博士工作期间初步建立了MRPC-TOF的模拟软件,通过初步模拟表明,MRPC-TOF在200GeV的中心金-金碰撞中 π 介子,K介子的鉴别能力可以达到1.7GeV/c以上,对于K介子和质子(反质子),鉴别能力可以达到2.4GeV/c以上。整个飞行时间探测器的侵占率小于10%。

在进行数据分析时,由于探测器粒子鉴别的限制。 π^- , K^- , \bar{P} 等粒子的产额和平均横向动量均由模型拟合得到。因此等MRPC-TOF建成后。我们可以得到更高的粒子鉴别的横向动量范围。这将更有利于我们对强子-强子或核-核碰撞中产生的喷注进行进一步的研究。